

Schichtdickenabhängigkeit
der galvanomagnetischen Eigenschaften
von Nickelfilmen und ihre Beeinflussung
durch Wasserstoffadsorption

von
Waldemar Draxler
aus
Kastl

1980 # 437



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Schichtdickenabhängigkeit
der galvanomagnetischen Eigenschaften
von Nickelfilmen und ihre Beeinflussung
durch Wasserstoffadsorption

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt

von

Waldemar Draxler

aus

Kastl

Als Dissertation genehmigt von den
Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:

29. Juli 1980

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. H. Wegener

Erstberichterstatter: Prof. Dr. G. Wedler

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. P. Wißmann

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit von Januar 1977 bis Mai 1980 im Institut für Physikalische und Theoretische Chemie der Universität Erlangen-Nürnberg unter Anleitung von Herrn Prof Dr. G. Wedler ausgeführt.

Herrn Prof. Dr. G. Wedler danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse an ihrem Fortgang und für die intensiven Diskussionen bei der Deutung der Ergebnisse.

Mein Dank gilt ferner den Angestellten der Glasbläserei, der mechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt für ihre sorgfältige Arbeit.

1.	<u>Einleitung</u>	1
2.	<u>Transportphänomene</u>	4
2.1.	Elektrische Leitfähigkeit	6
2.2.	Galvanomagnetische Effekte	6
2.2.1.	Hall-Effekt	8
2.2.2.	Magnetowiderstand	11
3.	<u>Der experimentelle Aufbau</u>	13
3.1.	Ultrahochvakuumapparatur	13
3.2.	Meßzelle	15
3.3.	Magnet	17
3.4.	Meßelektronik	18
4.	<u>Die experimentelle Durchführung der Messungen und die Auswerteverfahren</u>	22
4.1.	Herstellung der Filme	22
4.1.1.	Übliches Verfahren	22
4.1.2.	Spezielle Aufdampfgeometrie	23
4.2.	Wasserstoffzugabe	24
4.3.	Schichtdickenbestimmung	25
4.4.	Bestimmung des spezifischen Widerstandes	26
4.5.	Die magnetische Widerstandsänderung	27
4.5.1.	Messung der magnetischen Widerstands- änderung	27
4.5.2.	Auswertung einer Messung	28
4.6.	Der Hall-Effekt	32
4.6.1.	Messung der Hall-Spannung	32
4.6.2.	Auswertung einer Messung	35
4.7.	Die Sättigungsmagnetisierung	41

5.	<u>Experimentelle Ergebnisse an reinen Nickelfilmen</u>	42
5.1.	Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ohne Magnetfeld	42
5.1.1.	Diskussion	45
5.2.	Temperatur- und Temperungsabhängigkeit der galvanomagnetischen Eigenschaften	51
5.2.1.	Hall-Effekt und Sättigungsmagnetisierung	51
5.2.2.	Die magnetische Widerstandsänderung	52
5.2.3.	Diskussion	57
5.2.4.	Diskussion des Kurvenverlaufs der Hall-Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld	59
5.2.5.	Diskussion des Kurvenverlaufs der magnetischen Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld	66
5.3.	Schichtdickenabhängigkeit des Hall-Effekts	71
5.3.1.	Außerordentlicher Hall-Koeffizient	71
5.3.1.1.	Diskussion	79
5.3.2.	Ordentlicher Hall-Effekt	88
5.3.2.1.	Diskussion	92
5.3.3.	Sättigungsmagnetisierung	100
5.4.	Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung	102
5.4.1.	Außerordentliche magnetische Widerstandsänderung	104
5.4.2.	Ordentliche magnetische Widerstandsänderung	105
5.4.3.	Gesamte magnetische Widerstandsänderung	110
5.4.4.	Diskussion	111

6.	<u>Experimentelle Ergebnisse an mit Wasser-</u> <u>stoff belegten Nickelfilmen</u>	122
6.1.	Belegungsabhängigkeit des Widerstandes	122
6.2.	Belegungsabhängigkeit des Hall-Effekts	124
6.2.1.	Außerordentlicher Hall-Effekt	128
6.2.2.	Ordentlicher Hall-Effekt	128
6.2.3.	Sättigungsmagnetisierung B_S'	129
6.3.	Belegungsabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung	129
6.3.1.	Außerordentliche und ordentliche magnetische Widerstandsänderung	129
6.3.2.	Gesamte magnetische Widerstandsänderung	134
6.3.3.	Sättigungsmagnetisierung B_S''	134
6.4.	Vergleichende Übersicht	134
6.5.	Diskussion	136
7.	<u>Zusammenfassung</u>	148
	<u>Literaturverzeichnis</u>	152

1. Einleitung

Die wachsende Bedeutung der dünnen Schichten, sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der technischen Anwendung, äußert sich in einer ständig zunehmenden Zahl an Veröffentlichungen, die sich mit Dünnschichtproblemen befassen. Hauptzielgebiete sind dabei die Untersuchung der elektronischen Struktur der Metalle, ihrer Transporteigenschaften und ihres Adsorptionsverhaltens gegenüber Gasen.

In der vorliegenden Arbeit werden die galvanomagnetischen Eigenschaften reiner, im Ultrahochvakuum aufgedampfter, Nickelfilme und deren Beeinflussung durch die Adsorption von Wasserstoff untersucht. Neben den Transporteigenschaften Hall-Effekt und Magnetowiderstand werden auch die damit im Zusammenhang stehenden Größen Sättigungsmagnetisierung, Remanenz und Koerzitivkraft betrachtet. Die Beziehung zu anderen Arbeiten ist durch Widerstandsmessungen ohne Magnetfeld gegeben.

Aus dem Vergleich der experimentell gefundenen Schichtdickenabhängigkeit der Transporteigenschaften dünner Filme mit der Theorie hofft man, nähere Aufschlüsse über die mittlere freie Weglänge und die Relaxationszeiten zu erhalten /1/. Auch bei Untersuchungen mit von außen angelegten Magnetfeldern nehmen die Transporteigenschaften neben dem Studium der ferromagnetischen Eigenschaften einen breiten Raum ein. Die Schichtdickenabhängigkeit des Hall-Effekts war Gegenstand mehrerer Arbeiten /2, 3, 4, 5/; kürzlich erschien eine Arbeit über Messungen an Filmen mit Inselstruktur /6/.

Die Kenntnisse über die Natur des Magnetismus konnten ebenfalls durch Untersuchungen an ferromagnetischen Filmen vertieft werden. Hierbei zeigte sich auch eine starke Strukturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften.

Eine große Zahl von Arbeiten beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit der Ferromagnetismus an drei Dimensionen gebunden

ist /7 - 12/, und mit seiner Existenz in amorphen Metallschichten / 13 - 16/. Weitere Probleme sind das Hystereseverhalten und die Frage nach Ein- oder Mehrdomänenmagnetisierung dünner Schichten /17/. Eine interessante Rolle könnte den galvanomagnetischen Eigenschaften bei der Bestimmung von Verunreinigungen in Metallen zukommen. Sowohl der Niedrigfeld-Hall-Koeffizient als auch der Magnetowiderstand sind spezifische Größen für die Streuanisotropien der dominierenden Streuzentren /18, 19/.

Vom technischen Standpunkt her gesehen, haben die dünnen magnetischen Filme Bedeutung für den Einsatz in magnetischen Speicheranordnungen /20/, in magneto-optischen Bauelementen und im Falle von Nickel wegen der hohen Magnetostriktion in elektrischen Verzögerungsgliedern /21/.

In der Grundlagenforschung ist die Adsorption schon lange ein selbstständiges Gebiet und stellt dort eine wesentliche Ergänzung der physikalischen Chemie dünner Schichten dar. Auch aus technischer Sicht gewinnt sie zunehmend an Bedeutung, da Adsorptionsphänomene die grundlegenden Schritte bei der Korrosion sind. Als Vorstufe der Katalyse hat die Adsorption ihre wichtigste Anwendung in der heterogenen Katalyse /22/.

Trotz dieser industriellen Bedeutung ist bis heute der Mechanismus der Chemisorptionsbindung noch nicht restlos geklärt. Entscheidende Fortschritte in dieser Frage wurden durch Anwendung elektronenspektroskopischer Methoden bei der Untersuchung der Adsorptionseffekte an Einkristallen erzielt /23/. Der Nachteil dieser Methoden ist, daß sie auf Untersuchungen im Hochvakuum beschränkt sind. Deshalb wurde nach weiteren Meßmethoden gesucht, die sowohl im Hochvakuum als auch bei höheren Drucken eingesetzt werden können und mit deren Hilfe im Ultrahochvakuum gewonnene Erkenntnisse auf den technisch interessanten Druckbereich übertragen werden können. Eine solche Funktion könnten u. U. Untersuchungen an dünnen Filmen übernehmen.

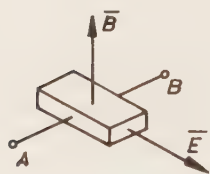
Momentan beschränken sich die Messungen noch auf das Studium möglichst einfacher Systeme unter gut definierten Bedingungen, d. h. auf Einkristalle und polykristalline Filme die im Ultrahochvakuum aufgedampft werden. Von den angewendeten Meßmethoden sollen hier nur einige wichtige Beispiele erwähnt werden. Neben thermodynamischen Daten, wie die Adsorptionswärme /24, 25/, wurden vor allem elektrische und magnetische Größen untersucht, z. B. Austrittspotential /24, 26/, Leitfähigkeit und Thermokraft /27, 28/ und die Sättigungsmagnetisierung /29/. Daneben werden die verschiedenen Spektroskopiemethoden eingesetzt, wie IR-Spektroskopie /30/, Photoelektronenspektroskopie (UPS und XPS) und die Beugung langsamer Elektronen /31/. Außer den genannten Methoden sollten auch der Hall-Effekt und der Magnetowiderstand wertvolle Informationen bei Adsorptionsuntersuchungen liefern. Bisher liegen hierzu nur wenige, zum Teil widersprüchliche Messungen vor /32/. In diesem Zusammenhang wurden von H. Schneck /33/ interessante oszillatorische Effekte am System Ni/CO gefunden.

Wegen der katalytischen Aktivität der Ferromagnetica und der Bedeutung des Systems Ni/H₂ sowohl für die Fischer-Tropsch-Synthese als auch für Hydrierungs- und Dehydrierungsreaktionen liegt es nahe, sich auch aus diesen Gesichtspunkten mit der Adsorption des Wasserstoffs am Nickel zu befassen. Aus der Beeinflussung der Adsorption und des Adsorbats durch ein von außen angelegtes Magnetfeld, können evtl. weitergehende Informationen gewonnen werden, vor allem bezüglich der Chemisorptionsbindung.

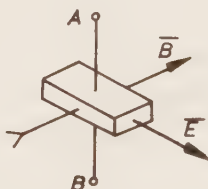
2. Transportphänomene

Die in dieser Arbeit untersuchten Größen, der Widerstand, der Hall-Effekt und der Magnetowiderstand stellen Transporteigenschaften dar. Sie geben Aufschluß über die Bewegung von Ladungsträgern unter dem Einfluß äußerer Kräfte.

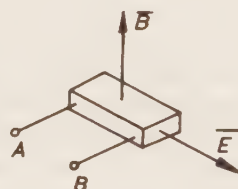
Bei den galvanomagnetischen Eigenschaften, dem Hall-Effekt und dem Magnetowiderstand, wird je nach Richtung der angelegten Felder noch zwischen transversalen und longitudinalen Effekten unterschieden, siehe Abb. 1. Für die Messungen wurde die sogenannte Sondheimer-Geometrie verwendet, d. h. das Magnetfeld steht senkrecht zum elektrischen Feld und zur Filmebene. Die bestimmten Größen sind also die transversalen.



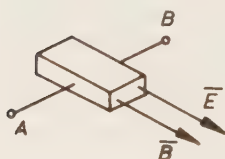
Sondheimer-Geom.
(transv. Hall-Eff.)



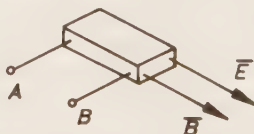
McDonald-Geometrie
(transv. Hall-Effekt)



transversaler
Magnetowiderst.



planarer Hall-Eff.



longitudinaler
Magnetowiderst.

Abb. 1 Schematische Darstellung der Meßanordnung zur Bestimmung der transversalen (a) und der longitudinalen (planaren) galvanomagnetischen Eigenschaften (b).

Zur theoretischen Behandlung der Transportprobleme muß die gestörte Verteilungsfunktion der Ladungsträger bekannt sein. Mit der Annahme, daß sich die Zustandsdichte $D(\vec{k})$ nicht ändert, bedeutet dies, daß die veränderte Besetzungswahrscheinlichkeit $F(\vec{k})$ bekannt sein muß:

$$F(\vec{k}) = F_0(\vec{k}) + g(\vec{k}) \quad (1)$$

wobei $F_0(\vec{k})$ ungestörte Besetzungswahrscheinlichkeit
 $g(\vec{k})$ Störung der Besetzungswahrscheinlichkeit
 $\vec{k}$ Wellenvektor

Wenn man sich auf stationäre Vorgänge beschränkt, so gilt für die zeitliche Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit

$$\frac{dF}{dt} = 0 = \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{\text{Trans}} + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} \quad (2)$$

darin beschreibt $(\partial F / \partial t)_{\text{Trans}}$ die Änderung durch translatorische Vorgänge (Diffusion und Drift der Teilchen) und $(\partial F / \partial t)_{\text{Stöße}}$ die Änderung durch Wechselwirkung mit dem Gitter (Phononen, Fehlordnungen) oder untereinander. Die Berechnung der einzelnen Anteile /34/ ergibt die Boltzmannsche Transportgleichung:

$$F = F_0 - \tau (\vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} F + \dot{\vec{k}} \cdot \text{grad}_{\vec{k}} F) \quad (3)$$

Es läßt sich zeigen /34/, daß in praktischen Fällen die gestörte Besetzungswahrscheinlichkeit F durch die ungestörte F_0 ersetzt werden darf. Dies gibt dann die linearisierte Boltzmann-Gleichung

$$F = F_0 - \tau (\vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} F_0 + \dot{\vec{k}} \cdot \text{grad}_{\vec{k}} F_0) \quad (4)$$

wobei τ Relaxationszeit, $\vec{v}$ Geschwindigkeit

Die Gleichung (3) bzw (4) bilden die Grundlage zur Berechnung von Transportvorgängen.

2.1. Elektrische Leitfähigkeit

Die Anwendung der Boltzmannschen Transportgleichung (4) auf Kristalle mit kubischer Symmetrie und kugelförmigen Energieflächen liefert die bekannte Gleichung für die elektrische Leitfähigkeit σ

$$\sigma = e b n \quad (5)$$

wobei b Elektronenbeweglichkeit
 $(b = e/m^* \tau (k_F))$
 mit m^* effektive Masse
 k_F Radius der Fermi Kugel
 n Elektronenkonzentration

Wie man Gleichung (5) entnehmen kann, ist die elektrische Leitfähigkeit und damit der spezifische Widerstand $\rho = 1/\sigma$ unabhängig von der Schichtdicke d . Bei Schichtdicken in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge spielen jedoch Oberflächeneffekte eine wesentliche Rolle und die elektrische Leitfähigkeit wird schichtdickenabhängig, Modellvorstellungen hierzu siehe 5.1.1..

2.2. Galvanomagnetische Effekte

Erscheinungen, die unter dem gleichzeitigen Einfluß eines magnetischen und eines elektrischen Feldes auftreten, nennt man galvanomagnetische Effekte.

Wenn an ein Metall ein Magnetfeld angelegt wird, so hat dies wesentlichen Einfluß auf das Verhalten der Metallelektronen. Zum einen wirkt die Lorentz-Kraft auf die Elektronen und zum anderen werden die Zyklotronbahnen quantisiert.

Unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft $\vec{F} = e (\vec{v} \times \vec{B})$ werden bewegte Elektronen auf Kreisbahnen gezwungen; da die Kraft

senkrecht auf der Bewegungsrichtung steht, wird dabei keine Arbeit verrichtet, d. h. die Elektronen bewegen sich auf Bahnen konstanter Energie, den Fermi-Flächen im $\vec{k}$ -Raum. Je nach Topologie dieser Flächen sind die durch die Lorentz-Kraft erzwungenen Bahnen geschlossene Kurven innerhalb der 1. Brillouin-Zone oder über mehrere Brillouin-Zonen oder offene Kurven, die sich nirgends im $\vec{k}$ -Raum schließen.

Für geschlossene Bahnen ist die Umlaufzeit gegeben durch $2\pi/\omega_c$, wobei ω_c die Zyklotronfrequenz ist. Für diese gilt /34, 35, 36/:

$$\omega_c = \frac{e}{m^*} B \quad (6)$$

wobei m^* skalare effektive Masse

Je nach dem Verhältnis der Relaxationszeit τ , der mittleren Zeit in der keine Streuung der Elektronen erfolgt, zur Umlaufzeit sind im wesentlichen zwei Fälle zu unterscheiden:

- a) $\omega_c \tau < 1$: Dies ist der Fall bei schwachen Magnetfeldern. Die Elektronen werden während der Umlaufzeit gestreut, die Bahnen sind nicht geschlossen und damit kann die Quantisierung der Zyklotronbahnen vernachlässigt werden.
- b) $\omega_c \tau > 1$: Dieser Fall gilt bei starken Feldern. Hier durchlaufen die Elektronen geschlossene Bahnen, die Bewegung wird periodisch und damit muß die Quantisierung der Zyklotronbahnen berücksichtigt werden.

Diese Quantisierung hat als erster L.D. Landau berechnet. Er zeigte, daß die Lösung der Schrödinger-Gleichung bei Anwesenheit eines Magnetfeldes $\vec{B} (0,0,B_z)$ auf die Differentialgleichung des harmonischen Oszillators führt; für die Energieeigenwerte gilt /34, 35, 37/:

$$E_M = E_{\pm} \pm \left[\left(1 + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2 \right] \quad (7)$$

wobei $l = 0, 1, 2, \dots$ Landausche Quantenzahl
 $E_{\pm}$ Energie eines Bandrandes

Für die Bewegung in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld (x-y Ebene) ergeben sich also diskrete Energiewerte mit dem Abstand $\hbar \omega_c$.

2.2.1. Hall-Effekt

Liegen an einem Leiter ein elektrisches Feld $\vec{E}(E_x, 0, 0)$ und ein dazu senkrechtes Magnetfeld $\vec{B}(0, 0, B_z)$ so entsteht ein zum ursprünglichen elektrischen und magnetischen Feld senkrechttes Feld $\vec{E}_H(0, E_y, 0)$. Dieser Effekt heißt Hall-Effekt, Abb. 2..

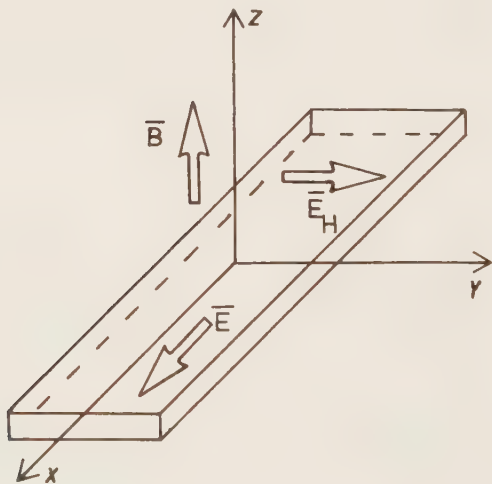


Abb. 2 Die Richtung der Felder zur Messung des transversalen Hall-Effekts.

Das Hall-Feld $\vec{E}_H$ bzw. die Hall-Spannung U_H entstehen infolge der Ablenkung der Ladungsträger durch die Lorentz-Kraft. Der sogenannte Hall-Koeffizient R_H ist definiert durch

$$R_H = \frac{E_y}{j_x \cdot B_z} = \frac{U_H \cdot d}{I_x \cdot B_z} \quad (8)$$

Die in 2.2. angegebene Charakterisierung der Elektronenbewegung in Abhängigkeit von der Stärke des anliegenden Magnetfeldes wirkt sich auch auf den Hall-Effekt aus. Bei Hall-Messungen mit niedrigen Magnetfeldern ist die Bedingung $|\omega_c \tau| < 1$ erfüllt. Dies ist gleichbedeutend mit $|bB| < 1$, wobei b die Ladungsträgerbeweglichkeit ist. Eine Abschätzung, bis zu welchen Feldern dies gilt, zeigt, daß dies bei Metallen, deren Elektronenbeweglichkeit bei 293 K etwa $10^2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ beträgt /38/, für Felder in der Größenordnung von etwa 10 Vs/m^2 der Fall ist. Die Messungen in dieser Arbeit wurden mit Feldern von etwa 1 Vs/m^2 durchgeführt (3.3.); man kann also davon ausgehen, daß die Bedingung $|\omega_c \tau| < 1$ erfüllt ist.

Für diesen Bereich der Hall-Effekt Messungen liefert die Boltzmannsche Transportgleichung (4), mit einem entarteten Ein-Band-Modell, für den Hall-Koeffizienten R_H /34/:

$$R_H = \frac{1}{ne} \quad (9)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man auch durch elementare Rechnung für freie Elektronen/38/.

Wie Gleichung (9) zeigt, ist der Hall-Koeffizient umgekehrt proportional zu Ladungsträgerkonzentration n , unabhängig von der Schichtdicke und der Relaxationszeit, d. h. vom Streumechanismus. Das Vorzeichen des Hall-Koeffizienten ist negativ bei Überwiegender Elektronenleitung (normaler Hall-Effekt) und positiv für Überwiegende Lochleitung (anomaler Hall-Effekt). Die in (9) angegebene Beziehung ist jedoch nicht mehr gültig für dünne Filme und anisotrope Streuung.

Bei ferromagnetischen Proben treten wegen der Korrelation der Hall-Spannung, über das innere Magnetfeld, mit dem Magnetisierungsverhalten zusätzliche Probleme auf /39/. Das Hall-Feld ändert sich nicht mehr linear mit $\vec{B}$ sondern steigt unterhalb der Sättigungsmagnetisierung steil an (Abb.10), mit der Steigung R_{HE} (außerordentliche Hall-Konstante), biegt dann ab und hat oberhalb der Sättigungsmagnetisierung nur noch einen flachen Anstieg mit der Steigung R_{HO} (ordentliche Hall-Konstante). Der Schnittpunkt der beiden linearen Kurvenzweige liefert die Sättigungsmagnetisierung B_S /35, 40, 41/. Die im oberen Kurventeil bestimmte ordentliche Hall-Konstante ist vergleichbar mit den Hall-Konstanten nichtferromagnetischer Metalle und für Temperaturen $T < T_C$ praktisch unabhängig vom Magnetisierungsverhalten.

Zur Beschreibung der galvanomagnetischen Eigenschaften des Nickels wurde meist ein Zweiband-Modell verwendet, ein d-Band mit lochartigen Ladungsträgern, die die magnetischen Eigenschaften bestimmen und ein s-Band mit gleicher Anzahl von Elektronen.

Wie Gleichung (9) zeigt, müßte im Bereich hoher Feldstärken, wo die unterschiedliche Beweglichkeit der Löcher und Elektronen keine Rolle mehr spielt, die Hall-Spannung Null sein. Dies widerspricht jedoch allen experimentellen Befunden.

Neuere Untersuchungen zeigen, daß durch Austauschwechselwirkung das d-Band des Nickels in zwei Unterbänder aufspaltet mit "spin up" und "spin down" mit elektronen- bzw. lochartigen Ladungsträgern /35, 42/. Die Aufspaltung des s-Bandes ist dagegen vernachlässigbar, so daß insgesamt elektronenartige Ladungsträger überwiegen. Dies und die dominierende Spinrichtung "spin up" erklären das negative Vorzeichen, sowohl der ordentlichen wie auch der außerordentlichen Hall-Konstanten /35, 43/. Die Fermi-Fläche der für den Hall-Effekt verantwortlichen "spin up" Elektronen ist ähnlich wie die des Kupfers, im wesentlichen sphärisch mit Ausbuchtungen in den 111-Richtungen /35, 42/.

Die Erklärung der Größenordnung und der ausgeprägten Temperaturabhängigkeit der außerordentlichen Hall-Konstanten ist zur Zeit noch nicht eindeutig möglich. Die durch das innere Magnetfeld stärker werdende Lorentz-Kraft reicht hierzu nicht aus, sie ist nur auslösendes Moment. Bei der Diskussion weiterer Mechanismen gehen alle theoretischen Ansätze von einer asymmetrischen Streuung der Leitungselektronen aus. Es existieren verschiedene Ansätze über die Natur dieser Streuzentren und über den Streuvorgang selbst. Als Streuzentren werden atomare Verunreinigungen und Gitterfehler diskutiert, eine thermische Störung des Spinsystems bei niedrigen Temperaturen und Phononen bei höheren Temperaturen /35/. Thomas und Marsocci /44/ nehmen eine Spin-Bahn-Wechselwirkung zur Erklärung der Asymmetrie an, da die bekannte Anisotropie des elektrischen Widerstandes zu klein ist, um die beobachteten Effekte zu erklären.

Hall-Effekt Messungen bei höheren Feldern und tiefen Temperaturen erfüllen die Bedingung $|\omega_c \tau| \sim 1$ bzw. $|\omega_c \tau| \gg 1$. Obwohl viele Messungen im Zwischenbereich $|\omega_c \tau| \sim 1$ durchgeführt werden, existiert hierfür noch keine Theorie. Bei den Hochfeldmessungen mit $|\omega_c \tau| \gg 1$ wird der Hall-Effekt unabhängig vom Streuprozess und ist alleine durch die topologischen Eigenschaften der Fermi-Fläche bestimmt /35/. Messungen, bei denen zusätzlich $\hbar\omega_c > kT$ gilt, liegen im Bereich der "Quanten-Effekte". Hier zeigen die galvanomagnetischen Eigenschaften oszillatorisches Verhalten /35, 45, 46, 47/. Diese Problemstellungen sind jedoch für die hier angewendete Meßmethode nicht relevant.

2.2.2. Magnetowiderstand

Der Magnetowiderstand ist definiert als die Änderung des elektrischen Widerstandes bei Anlegen eines Magnetfeldes bezogen auf den Widerstand ohne Magnetfeld:

$$\frac{\Delta R}{R_0} : = \frac{R_B - R_0}{R_0} \quad (10)$$

Die Berechnung der transversalen magnetischen Widerstandsänderung für schwache Magnetfelder ($\omega_c \tau < 1$) mit der Boltzmannschen Transportgleichung (4) liefert für isotrope Metalle mit einem isotropen Ein-Band Modell in 1. Näherung den Wert Null /34/. Unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Relaxationszeit (d.h. Lorentz-Kraft und Hall-Feld kompensieren sich nur mehr im Mittel, so daß ein Teil der Ladungsträgerbahnen verändert wird) ergibt sich eine magnetische Widerstandsänderung. Diese Änderung variiert mit dem Quadrat der magnetischen Induktion, ist also unabhängig von der Magnetfeldrichtung. Die quadratische Abhängigkeit von der magnetischen Induktion ergibt sich auch für ein isotropes Zwei-Band-Modell /34/.

Experimentell wird bei nichtferromagnetischen Metallen beim Anlegen eines Magnetfeldes eine Widerstandserhöhung beobachtet, die in Übereinstimmung mit der Theorie unabhängig ist von der Richtung des Magnetfeldes, jedoch um einige Größenordnungen größer als von der Theorie vorhergesagt.

Die Ferromagnetica nehmen auch bezüglich des Magnetowiderstandes eine Sonderstellung ein, denn hier wird experimentell eine Widerstandsabnahme beobachtet. Dies ist mit der Ablenkung der Ladungsträger durch die Lorentz-Kraft nicht erklärbar. Sommerfeld und Bethe /48/ nehmen an, daß durch die Ausrichtung der Spins im Magnetfeld eine zusätzliche Gitterperiodizität erreicht wird und damit die Widerstandsabnahme erklärbar ist.

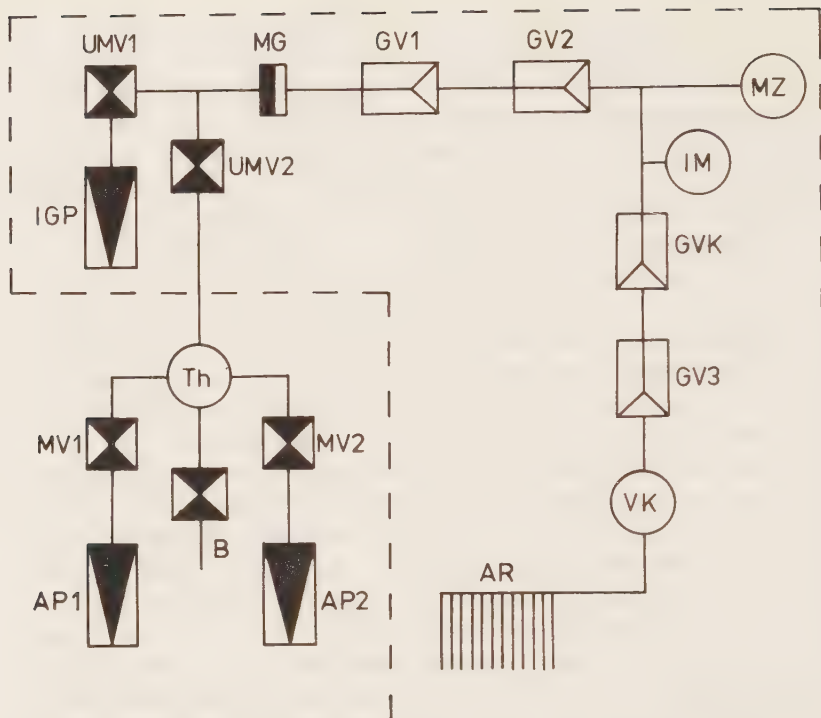
Bei der magnetischen Widerstandsänderung der ferromagnetischen Metalle ist, ähnlich wie beim Hall-Effekt, zwischen einer starken Abnahme unterhalb und einer schwächeren, linearen Abnahme oberhalb der Sättigungsmagnetisierung zu unterscheiden,

3. Der experimentelle Aufbau

Die Meßapparatur ist, bis auf geringe Abänderungen, die gleiche, wie sie bei H. Schneck /49/ beschrieben ist. Deshalb soll hier nur kurz darauf eingegangen werden.

3.1. Ultrahochvakuumapparatur

Abb. 3 zeigt das Blockdiagramm der Ultrahochvakuumapparatur, einer kombinierten Metall-Glas-Apparatur. Das Vorvakuum wird mit zwei Adsorptionspumpen AP1 und AP2, das Ultrahochvakuum mit einer Ionengetterpumpe IGP (60 l min^{-1}) erzeugt. Die Überprüfung des Vorvakuums erfolgt mit einem Thermotron Th, die Druckmessung im Ultrahochvakuum-Teil mit einem Ionisationsmanometer IM. Der Übergang zwischen Metall- und Glasteil erfolgt am Flansch MG. Mit den Glasventilen GV1, GV2 und den Ultrahochvakuum-Metallventilen UMV1, UMV2 kann der Metallteil abgetrennt werden. Die Gaszugabe erfolgt aus dem Ampullenrechen AR über Zertrümmerungsventile. Der Vorratskolben VK sorgt für einen annähernd konstanten Druck, während über das Glasventil GV3 und die Dosierkapillare GVK Zugaben gemacht werden. Der umstrichelte Ultrahochvakuum-Teil ist ausheizbar und läßt sich bis zu einem Druck von $2 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}$ evakuieren.



AP	Adsorptionspumpe
AR	Ampullenrechen
B	Belüftung
GV	Glasventil
GVK	Glasventil mit Kapillare
IM	Ionisationsmanometer
IGP	Ionengeretterpumpe
MG	Metall-Glas-Übergang
MV	Metallventil
MZ	Meßzelle
Th	Thermotron
UMV	UHV-Metallventil (kupfergedichtet)

Abb. 3 Blockdiagramm der Ultrahochvakuum-Apparatur

3.2. Meßzelle

Abb. 4 zeigt die Meßzelle, die vollständig aus Glas gefertigt ist und weitgehend der Meßzelle 1 von Schneck /49/ entspricht. Der Durchmesser des Zellenmantels beträgt 50 mm; er muß möglichst klein sein, damit genügend hohe Magnetfelder erreicht werden können (vgl. Abschn. 3.3.). Um die Aufdampfwendel vor dem eigentlichen Abdampfen des Filmes besser ausglühen zu können, wurde die Zuführung der Aufdampfwendel geändert und ein Schieber zwischen Wendel und Filmträger eingebaut. Die geänderte Wendelzuführung hat außerdem den Vorteil, daß der Abstand Wendel - Träger größer ist (3 cm) als in der Meßzelle, wie sie Schneck verwendete.

Der Filmträger besteht aus Wolframeinschmelzglas, in das zur Messung des elektrischen Widerstandes, der Temperatur und der Hallspannung 5 Wolframstifte eingeschmolzen sind (Abb. 4). Die Glasplatte und die Wolframstifte sind optisch plan geschliffen. An den Stiften sind die Zuleitungen aus Platin bzw. Platin-Rhodium angepunktet und über Wolframsteher nach außen geführt. Der Filmträger ist an ein Glasrohr angeschmolzen, in das zur Temperierung z. B. flüssiger Stickstoff eingefüllt werden kann. Die verwendeten Träger hatten Abmessungen (Länge x Breite) von $24 \times 20 \text{ mm}^2$ bis $33 \times 15 \text{ mm}^2$, der kleinste hatte die Maße $24 \times 11 \text{ mm}^2$.

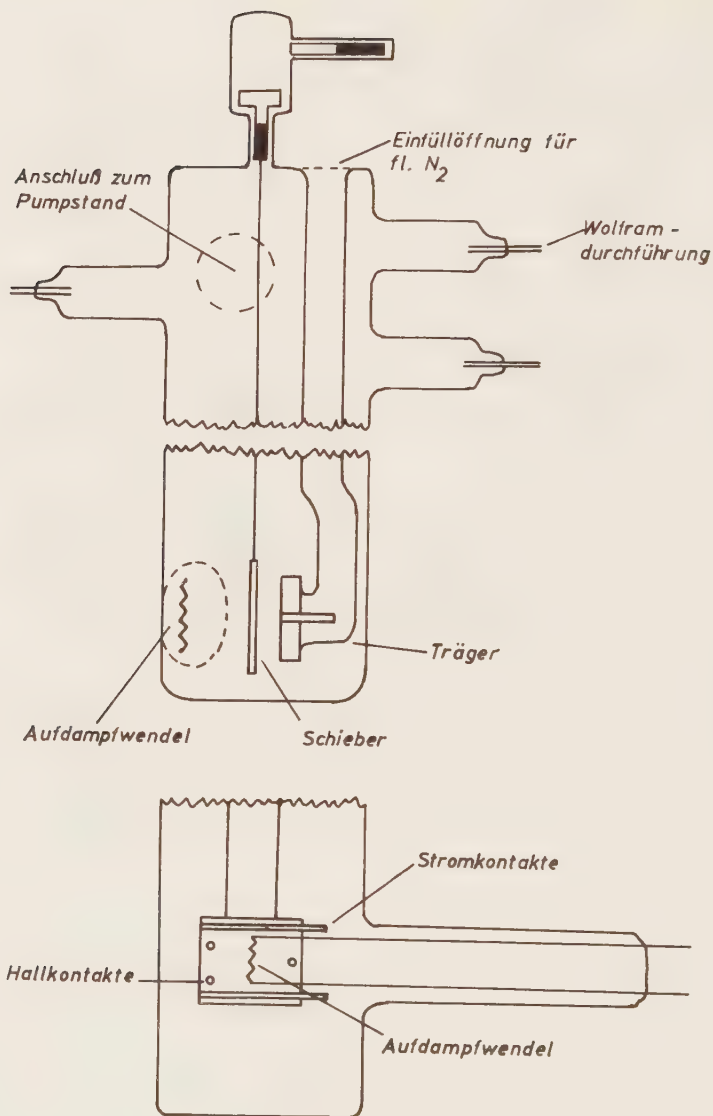


Abb. 4 Die Meßzelle.

3.3. Magnet

Zur Erzeugung des Magnetfeldes stand ein fahrbar gelagerter, wassergekühlter Brucker-Forschungsmagnet B - E 15 C 8 mit entsprechendem Netzgerät zur Verfügung. Der Polschuhabstand ist veränderlich und damit das maximal zur Verfügung stehende Magnetfeld. Die magnetische Induktion ist homogen über die Fläche der Polschuhe (ca. 625 cm^2). Die Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Polabstand zeigt Abb. 5.

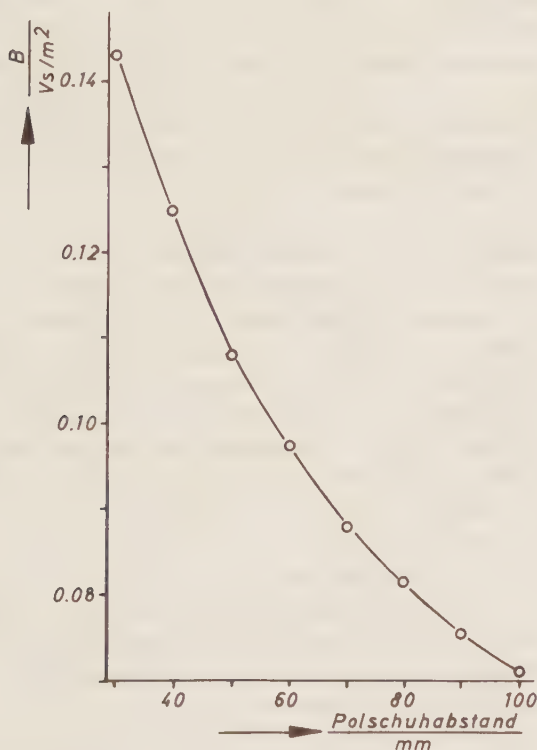


Abb. 5 Die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit vom Polschuhabstand des Magneten

Die Feldstärke des Magneten kann mit wählbarer Geschwindigkeit verändert werden. Es zeigte sich, daß bei Hochfahrzeiten von Null auf Vollast in weniger als zwei Minuten Induktionsspannungen auftreten. Mit einer Umpoleinheit kann die Magnetfeldrichtung umgekehrt werden.

3.4. Meßelektronik

Abb. 6 zeigt das Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik zur Hall-Effekt-Messung nach der Gleichstrommethode. Für den Großteil der Messungen wurden Träger mit der Kontaktierung verwendet, wie sie in Abb. 4 gezeigt ist. Der eine Hallkontakt ist als Doppelkontakt (H1, H2), der andere (H3) als Einzelkontakt ausgelegt. Die Kontaktbelegung und zugehörige Beschaltung für die anderen Träger sind in Abschn. 4.6.1. Abb. 9 gezeigt.

Als Gleichstromquelle (SQ1) für die Messungen dient ein Stromgeber der Firma Burster (Digistant, Bereich $1\mu\text{A}$ - 100mA stufenweise, stabilisiert gegen 10 % Netzschwankungen: $\pm 10^{-6}$), die meisten Messungen wurden mit einer Stromstärke von 10mA durchgeführt, bei extrem dünnen Filmen ($d < 10\text{nm}$) mit 1mA , und bei extrem dicken Filmen ($d > 50\text{nm}$) wurden Stromstärken bis zu 50mA verwendet. Durch Umpolen des Stromes wurde nachgeprüft, daß keine störenden Thermospannungen auftreten.

Mit einem hochohmigen Potentiometer P ($10\text{k}\Omega$) kann, ohne angelegtes Magnetfeld bei eingeschaltetem Strom, für den Doppelkontakt das gleiche Potential eingestellt werden wie für den Einzelkontakt (H3), d. h. die Spannung U_H ($B=0$) wird auf Null kompensiert.

Die Stromzuführung, Widerstandsmessung und Temperaturmessung erfolgt an den Kontakten S1 und S2. Zur Temperaturmessung am Träger ist zusätzlich zu der am eingeschmolzenen

Wolframdraht S1 angepunkteten Stromzuführung, aus Platin-draht, noch ein Pt + 10 % Rh Draht angepunktet. Mit dem Meßstellenumschalter NVMU (thermokraftfreier Nanovoltmeßstellenumschalter, Typ 6601, Firma Burster) können entweder die Stromkontakte (Stellung 2) zur Widerstandsmessung, das Thermoelement (Stellung 4) zur Temperaturmessung oder die Hall-Kontakte (Stellung 5) zur Messung der Hall-Spannung über den Meßstellenumschalter MU (UB 2, Firma Otto Wolff) mit den Meßeinrichtungen verbunden werden. Mit Hilfe des NVMU können die einzelnen Größen umgepolt werden. Die Weiterverarbeitung der Signale erfolgt je nach Stellung des Meßstellenumschalters MU mit verschiedenen Meßgeräten. Die Spannungsmessung geschieht bei Stellung 2 mit einem Digitalvoltmeter DV (Precision Digital Meter, Type 2501, Yokogawa Electric Works, $R_i > 10^9 \Omega$, Auflösung 0,1 μV) oder in den Stellungen 1 und 5 mit einem Millivoltmeter MV (Firma Knick, Auflösung 1 μV). Der elektrische Widerstand und die magnetische Widerstandsänderung werden in Stellung 1 des Meßstellenumschalters MU durch Kompensation gemessen. Die Kompensation der Meßspannung erfolgt durch den Kompensator K (thermokraftfreier Kompensator KDE 36, Otto Wolff, Einstellbereich bis $10^{-8} V$) und einer hochkonstanten 12 V Spannungsquelle SQ2 (Speise- und Abgleichgerät Typ 9213, Firma Burster, Stabilität gegen $\pm 10 \%$ Netzschwankung: $\pm 2 \cdot 10^{-6}$, Temperaturkoeffizient: $2 \cdot 10^{-6}/^\circ C$). Die Restspannung bzw. die Spannungsänderung zeigt das Knick-Millivoltmeter an. In der Schalterstellung 5 des MU wird die Hall-Spannung direkt auf das Millivoltmeter MV geschaltet.

Der Analogausgang des Millivoltmeters ist auf die y-Achse eines x-y-Schreibers gelegt (Bryanns, Type 29000); zur erweiterten Nullpunktsverschiebung des Schreibers ist noch eine variable Spannungsquelle (Mikromat, Kompensator Typ 9303, Firma Burster) dazwischengeschaltet. Auf die y-Achse des Schreibers ist der Ausgang eines Gauß-Meters (Yokogawa Typ 3251) gelegt, mit dem über eine Hall-Sonde das Magnetfeld gemessen wird.

Mit dieser Anordnung können die magnetische Widerstandsänderung und die Hall-Spannung kontinuierlich in Abhängigkeit vom Magnetfeld registriert werden.

Bei der von Schneck /49/ gewählten Schaltung* und Bestückung mit Widerständen und Potentiometern war es notwendig, zur Messung der Hall-Spannung den Kompensator K2, zur Messung des Ohmschen Widerstandes und der magnetischen Widerstandsänderung den Kompensator K1 auf Null zu stellen. Mit der zu dieser Arbeit verwendeten Schaltung können die Größen unabhängig vom Abgleich der anderen Meßgröße gemessen werden.

* In der Abb. 5 der Schneckschen Arbeit ist die Schaltung von K1 und K2 nicht richtig wiedergegeben.

4. Die experimentelle Durchführung der Messungen
und die Auswerteverfahren

4.1. Herstellung der Filme

4.1.1. Übliches Verfahren

Das für die Messungen erforderliche Vakuum wurde durch mehrtägiges Ausheizen der Ultrahochvakuum-Apparatur bei 550 K erzeugt /50/. Die Nickelwendel wurde während dieser Zeit mit geringer Stromstärke geglüht, zwischenzeitlich mehrmals mit einer höheren Stromstärke, als sie zum Abdampfen erforderlich ist. Der Restgasdruck bei Zimmertemperatur betrug etwa $2 \cdot 10^{-8}$ Pa. Bei den bei tiefer Temperatur aufgedampften Filmen wurden vor dem Aufdampfen der Träger und das Unterteil der Meßzelle mit flüssigem Stickstoff eingekühlt. Die Heizstromstärke der Wendel wurde so gewählt, daß das Nickel etwa mit einer Geschwindigkeit von $1 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$ aufwuchs. Die Temperatur am Träger betrug während des Aufdampfens etwa 82 K, bei den bei Zimmertemperatur hergestellten Filmen etwa 320 K. Der Restgasdruck blieb praktisch unverändert bei der Aufdampf Temperatur 82 K und stieg bis auf ca $2 \cdot 10^{-7}$ Pa bei Aufdampf Temperaturen von 320 K an, die Vorbelegung der Filme war damit relativ gering /22/. Beim Aufwärmen der bei tiefer Temperatur hergestellten Filme auf Zimmertemperatur trat ein Druckstoß bis zu etwa $1 \cdot 10^{-7}$ Pa auf. Während der Temperung, eine Stunde bei etwa 360 K, stieg der Restgasdruck für kurze Zeit auf $2 - 3 \cdot 10^{-7}$ Pa und stabilisierte sich dann bei etwa $7 \cdot 10^{-8}$ Pa. Dieser Druck stellte sich auch für die bei 320 K aufgedampften Filme ein; hier trat jedoch kein Druckstoß auf. Nach der Abkühlung auf Zimmertemperatur wurde bei den bei 82 K aufgedampften Filmen wieder der ursprüngliche Restgasdruck von $2 \cdot 10^{-8}$ Pa erreicht, nicht jedoch bei den Filmen, die bei 320 K aufgedampft wurden. Hier betrug der Restgasdruck etwa $8 \cdot 10^{-8}$ Pa.

Während der Filmherstellung und Temperung befand sich die Meßzelle außerhalb des Magneten. Dieser wurde erst bei der Abkühlung auf Zimmertemperatur vorgefahren.

4.1.2. Spezielle Aufdampfgeometrie

Bei der Messung der Hall-Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld zeigten sich zum Teil stark ausgeprägte Asymmetrien (Abschn. 5.2.4.). Wegen des relativ geringen Abstandes der Aufdampfwendel vom Träger (~ 3 cm) war nicht sicher, ob die Ursache für diese Asymmetrie in einer ortsabhängigen Schichtdickenverteilung lag. Zur Überprüfung wurden deshalb einige Messungen unter abgeänderten Aufdampfbedingungen durchgeführt.

Der Abstand Wendel - Träger sollte vergrößert werden, dazu war eine Änderung des Meßzellenunterteils erforderlich, diese ist in Abb. 7 gezeigt.

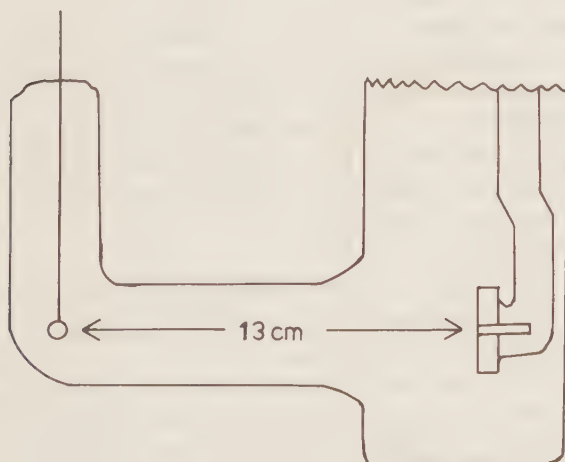


Abb. 7 Meßzellenunterteil mit Wendelzugabe für großen Aufdampfabstand.

Mit der Meßzelle, wie sie in Abb. 7 zu sehen ist, konnte der Abstand Aufdampfwendel - Träger auf 13 cm vergrößert werden. Damit war gewährleistet, daß die Filmdicke über die Trägerfläche konstant war.

Die Filme wurden bei Zimmertemperatur aufgedampft, die Temperatur am Träger erhöhte sich dabei kaum (ca. 300 K). Bei Zimmertemperatur wurden die Filme ca. zwei Stunden getempert. Wegen des großen Aufdampfabstandes war die Aufdampfgeschwindigkeit wesentlich geringer als sonst, etwa $0,3 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$.

Da bei dieser Zellenform der erforderliche Polschuhabstand des Magneten zur Messung der galvanomagnetischen Größen zu groß war, mußte vor dem Messen die Apparatur belüftet und der Zellenmantel abgesprengt werden.

4.2. Wasserstoffzugabe

Der für die Untersuchung der Belegungsabhängigkeit der einzelnen Meßgrößen erforderliche Wasserstoff war in Ampullen abgefüllt, die mit Zertrümmerungsventilen aufgeschlagen werden konnten. Vor den Gaszugaben wurde mit den Glasventilen GV1 und GV2 (Abb. 3) der Metallteil vom Glasteil abgetrennt, die Ionengetterpumpe zusätzlich mit dem Metallventil UMV1 abgesperrt und das Ionisationsmanometer ausgeschaltet.

Um genaue Aussagen über die Abhängigkeit von der Belegung zu erhalten, war eine große Zahl von Gaszugaben erforderlich, wesentlich mehr als Ampullen angeschmolzen werden konnten. Ihre Zahl war aus Platzgründen auf 16 begrenzt. Deshalb wurden Ampullen mit höheren Gasdrücken verwendet, als für einen Belegungsschritt erforderlich gewesen wäre. Das Gas wurde schrittweise in der folgenden Weise zugegeben.

- 30 -

Bei geschlossenen Ventilen GVK und GV3 (Abb. 3) wurden die Ampullen aufgeschlagen. Der Vorratskolben VK diente als Puffervolumen. Nach Öffnen des Ventils GV3 konnte das Gas bis zum Ventil GVK expandieren, nun wurde das Ventil GV3 wieder geschlossen. Durch Öffnen des Ventils GVK konnte das sich im Volumen zwischen GV3 und GVK befindliche Gas in den Meßteil der Apparatur strömen und vom Film adsorbiert werden. Die Steuerung der zugegebenen Gasmenge erfolgte durch mehrmaliges Wiederholen dieses Vorganges. Ein Ampulleninhalt wurde meist in drei bis vier Schritten zugegeben. Auf diese Weise war es möglich, viele Zugaben zu machen und damit den Informationsgehalt der Messungen zu steigern.

4.3. Schichtdickenbestimmung

Speziell bei den Untersuchungen der Hall-Konstanten ist eine genaue Kenntnis der Schichtdicke d erforderlich. Deshalb wurde auf deren Bestimmung besondere Sorgfalt verwendet. Nach Versuchsbeendigung und Belüften der Apparatur wurden die Filme mit Königswasser vom Träger abgelöst. Die Bestimmung der Nickelmasse erfolgte aus Kontrollgründen bei nahezu allen Messungen auf zweifache Art. Einmal wurden die Filme chemisch analysiert mit Hilfe eines Spektralphotometers (Beckmann Modell 24). Das Verfahren für Nickel beruht auf der Bildung des Dimethylglyoxim-Komplexes /51/. Zum anderen wurde die Nickelmasse mit der Atomabsorptionsspektroskopie-Methode (AAS) am Institut für Arbeitsmedizin der FAU - Erlangen bestimmt. Aus der Masse m des abgelösten Films läßt sich die Schichtdicke d aus der Gleichung

$$d = \frac{m}{\rho \cdot A} \quad (11)$$

berechnen, darin ist A die Trägerfläche und ρ die Dichte des kompakten Metalls. Durch sorgfältige Eichmessungen, ständige Kontrolle durch Blindproben und Wiederholungsmessungen wurde eine Genauigkeit der Analysen von unter

5 % erreicht. In dieser Größenordnung (5-10 %) lagen auch die Schichtdickenunterschiede aus den beiden Analysemethoden.

Neben den Fehlern aus der chemischen Analyse ist die Schichtdickenbestimmung auch noch mit anderen Fehlern behaftet. Der Fehler durch die Übernahme der Dichte des kompakten Metalls kann für unsere gut ausgetemperten Filme vermutlich vernachlässigt werden /1/, die Trägerfläche kann auf etwa 5 % genau angegeben werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die Schichtdicke aufgrund der Aufdampfgeometrie nicht einheitlich ist, die aus der Analyse bestimmte Dicke d ist nur eine mittlere Schichtdicke. Nach Chopra /52/ gilt bei Annahme einer punktförmigen Abdampfquelle für die Schichtdicke d in einem Punkt P im Abstand r von der Trägermitte

$$d(r) = d_m \left(1 + \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (12)$$

Dabei ist d_m die Schichtdicke in der Trägermitte und R der Abstand der Aufdampfquelle vom Filmträger. Für die in dieser Arbeit verwendeten Aufdampfgeometrien und Träger ergibt dies Abweichungen für die Schichtdicke zwischen der Trägermitte und dem Rand des Trägers von 1-10 %.

Die Bestimmung der Filmdicke ist damit für Filme mit $d > 10$ nm auf etwa 10 % genau, bei dünnen Filmen, $d < 10$ nm, beträgt der Fehler etwa 20 %.

4.4. Bestimmung des spezifischen Widerstandes

Zur Messung des Ohmschen Widerstandes R_{Film} der Filme wurde über die Stifte S1 und S2 des Trägers (Abb. 6) ein konstanter Strom I geschickt und der Widerstand $R_G = R_{\text{Film}} + R_{\text{Leitung}}$ entweder mit dem Digitalvoltmeter oder durch Kompensation gemessen. Der Zuleitungswiderstand R_{Leitung} wurde getrennt bestimmt. Aus dem gemessenen Widerstand $R_{\text{Film}} = R_G - R_{\text{Leitung}}$

und der Filmdicke d kann mit der Beziehung /22, 53/

$$\rho \cdot G = R_{\text{Film}} \cdot d \quad (13)$$

der spezifische Widerstand ρ der Filme berechnet werden. Der sogenannte Geometriefaktor G berücksichtigt die endliche Geometrie der Träger und ist gegeben durch:

$$G = \frac{l}{b} \quad (14)$$

wobei l Länge des Trägers zwischen den Stiften S_1 und S_2
 b Breite des Trägers

Für die bei den Messungen verwendeten Träger ergaben sich für G Werte von 0,86 bis 2,05.

Künftig beziehen sich alle Widerstandsangaben auf den Filmwiderstand ohne Zuleitungswiderstand, deshalb wird statt R_{Film} nur mehr R verwendet.

4.5. Die magnetische Widerstandsänderung

4.5.1. Messung der magnetischen Widerstandsänderung

Die Messung der magnetischen Widerstandsänderung

$$\Delta R_{\text{mag}} = \frac{R(B_2) - R(B_1)}{B_2 - B_1} = \frac{\Delta R(\Delta B)}{\Delta B}$$

erfolgte in der gleichen Weise wie die Messung des Ohmschen Widerstandes. Um Hystereseeinflüsse auf den Wert der magnetischen Widerstandsänderung zu vermeiden, wurde sie immer beim Hochfahren des Magnetfeldes von $B = 0$ auf $B = B_{\text{max}}$ gemessen. Vor der Messung wurde das Magnetfeld auf Vollast und wieder auf Null gefahren. Jetzt erfolgte, bei $B = 0$, mit dem Kompensator K der Nullabgleich des durch den Strom I verursachten Spannungsabfalls an den Stromkontakten S_1 und

S2 (Abb. 6). Das kompensierte Signal wurde über das Knick-Millivoltmeter auf die y-Ablenkung des x-y-Schreibers gegeben, an dessen x-Achse das Gauß-Meter lag. Während das Magnetfeld langsam bis auf die maximale Feldstärke hochgeregelt wurde, konnte die Änderung des Spannungsabfalls am Film, in Abhängigkeit von der Magnetfeldänderung kontinuierlich aufgezeichnet werden.

Die Kurven sind reversibel durchfahrbar, wenn das Magnetfeld nicht umgepolt wird.

4.5.2. Auswertung einer Messung

In Abb. 8 ist ein typischer Kurvenverlauf für die magnetische Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld gezeigt. Wie von der Theorie vorhergesagt (Abschnitt 2.2.2.), sind die Kurven wegen der quadratischen Abhängigkeit vom Magnetfeld bezüglich der Magnetfeldrichtung symmetrisch, d.h. es braucht nur ein Kurvenast ausgewertet zu werden.

Analog der Unterscheidung beim Hall-Effekt, zwischen der außerordentlichen und ordentlichen Hall-Konstanten, wird auch bei der magnetischen Widerstandsänderung der Bereich unter- und oberhalb der Sättigungsmagnetisierung getrennt ausgewertet.

Zur Festlegung der einzelnen Abschnitte wird der praktisch lineare Teil der Kurve im steilen Abfall unterhalb der Sättigungsmagnetisierung verlängert und zum Schnitt gebracht mit dem linearen Kurventeil oberhalb der Sättigungsmagnetisierung. Der Abszissenwert des Schnittpunktes stimmt dabei, bis auf geringe Abweichungen, mit dem Wert überein, der sich aus den Hall-Spannungskurven ergibt (Abschn. 4.6.2.). Das so erhaltene Magnetfeld ist ein Maß für die Sättigungsmagnetisierung B_S und wird im folgenden B_S'' genannt.

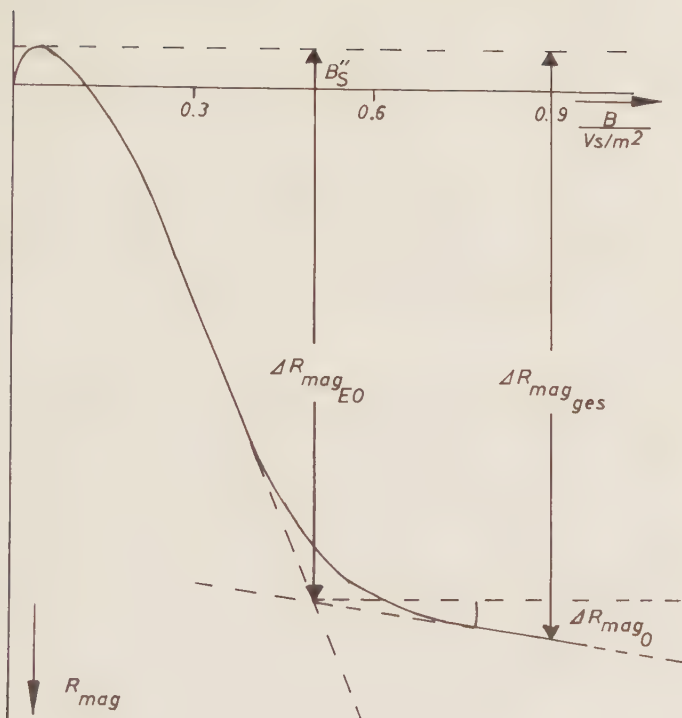


Abb. 8 Schematischer Kurvenverlauf des Spannungsabfalls (=Widerstandsänderung) als Funktion des angelegten Magnetfeldes B , mit Definition der Größen $\Delta R_{mag_{E0}}$, ΔR_{mag_0} , $\Delta R_{mag_{ges}}$ und B_S'' .

Zur Bestimmung der außerordentlichen magnetischen Widerstandsänderung ΔR_{magEO} , d. h. der Änderung des Widerstandes bis zur Magnetfeldstärke B_S'' , bieten sich mehrere Möglichkeiten an.

Die Auswertung von ΔR_{magEO} erfolgte zunächst mit Hilfe der Steigung des linearen Teils unterhalb von B_S bzw. B_S'' . Es stellte sich jedoch bei der Auftragung von ΔR_{magEO} als Funktion der Schichtdicke heraus, daß die Meßwerte stark streuten. Der Grund hierfür sind die individuell verschiedenen Anisotropien der Filme (Abschn. 5.2.5.), die die Steigung in diesem Kurventeil sehr beeinflussen.

Um den Einfluß der Anisotropien auf den Wert von ΔR_{magEO} weitgehend zu eliminieren, wurden die Messungen folgendermaßen ausgewertet. Als Wert für die außerordentliche magnetische Widerstandsänderung wurde die Ordinate des Schnittpunkts der beiden Geraden (Abb. 8), bezogen auf den Wert B_S'' , verwendet. Je nach Spannungszustand der Filme ist der Kurvenverlauf bei kleinen Magnetfeldern unterschiedlich, manche Schichten haben in diesem Bereich ein Widerstandsmaximum (Abschn. 5.2.5.), siehe "Überschwinger" in Abb. 8. Die Widerstandsabnahme solcher Filme ist damit, bedingt durch magnetische Anisotropien, kleiner als bei Filmen ohne diesen Widerstandsanstieg. Um dies zu berücksichtigen, wurde für Filme mit einem Widerstandsmaximum bei kleinen Magnetfeldern, der Nullpunkt in das Maximum verlegt (Abb. 8). Diese Korrektur hat zwar keinen großen Einfluß, führt jedoch zu einem glatteren Kurvenverlauf in der Auftragung $\Delta R_{\text{magEO}} = f(d)$, dies diente als Bestätigung für die Richtigkeit der Maßnahme.

Bei der Auswertung der Belegungsabhängigkeit von ΔR_{magEO} ist es belanglos, ob man die eben beschriebene Methode oder die Steigung des linearen Kurventeils zur Bestimmung von

$\Delta\Delta R_{\text{mag}_{\text{EO}}}$ verwendet. Der Anisotropieeinfluß scheint sich mit der Belegung nicht zu ändern. Die einzelnen Extrema des Kurvenverlaufs (Abschn. 6.3.1.) sind bei der Auswertung mit Hilfe der Steigung zum Teil etwas deutlicher, jedoch stimmen Zahl und Lage der Maxima für beide Auswertemethoden überein.

Die Berechnung der ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung ΔR_{mag_0} , d. h. der linearen Widerstandsänderung oberhalb der Sättigungsmagnetisierung (Abb. 8) erfolgt, wie beim ordentlichen Hall-Koeffizienten aus der Steigung des linearen Kurventeils oberhalb von B_S ".

Da mit dem zur Verfügung stehenden Magneten nur relativ kleine Flußdichten erreicht werden (Abschn. 3.3.), ist der lineare Kurventeil oberhalb von B_S " kurz, so daß die Auswertung mit dem Lineal bei manchen Filmen etwas problematisch ist. Um solche Auswertefehler zu vermeiden, wurde die Steigung der linearen Kurvenzweige, sowohl bei ΔR_{mag_0} als auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten, durch lineare Regression (Annäherung nach der Methode der kleinsten Quadrate) bestimmt /54, 55/. Dabei wurden die Ordinatenwerte aus der Meßkurve, ausgehend von der maximalen Flußdichte, mit einer Schrittweite von $\Delta B = 0,015 \text{ Vs/m}^2$ verwendet.

Es wurden Meßpunkte bis zu Flußdichtewerten verwendet, bei denen der Korrelationskoeffizient r etwa gleich eins war (übliche Werte für $r \sim 0,98 - 0,99$). Je nach Meßkurve konnten dabei bis zu Flußdichten von etwa $0,75 \text{ Vs/m}^2$ ausgewertet werden. Durch dieses zeitaufwendige Auswerteverfahren ist sichergestellt, daß die ordentlichen Größen ΔR_{mag_0} und R_{HO} , im linearen Teil der Kurven oberhalb der Sättigung nicht durch den Übergangsbereich verfälscht werden. Gegenüber dem von Schneck /49/ angewendeten Verfahren, der Messung durch Kompensation, hat das hier angewandte den Vorteil, daß die Kurven kontinuierlich durchfahren werden können. Dadurch werden schwer korrigierbare Induktionerscheinungen vermieden, wie sie zum Teil beim plötzlichen Anhalten und Starten des Magnetfeldes bei der Kompensationsmessung auftreten.

Bei der "gesamten magnetischen Widerstandsänderung" ΔR_{magges} ist es entscheidend, bei welchem Magnetfeld sie bestimmt wird. Alle Angaben in dieser Arbeit beziehen sich auf einen Wert von $0,9 \text{ Vs/m}^2$. Auch bei ΔR_{magges} wurde zur Korrektur der Anisotropieeinflüsse der Nullpunkt gegebenenfalls in das Widerstandsmaximum gelegt (Abb. 8), hier spielt diese Korrektur eine noch geringere Rolle als bei der außerordentlichen magnetischen Widerstandsänderung.

Um die mit verschiedenen Trägern gemessenen Werte vergleichen zu können, muß ΔR_{mag} bezüglich der Trägergeometrie korrigiert werden, dies geschieht durch Division durch den Geometriefaktor G (Abschn. 4.4.). Dabei lassen sich allerdings nicht alle trägerspezifischen Einflüsse beseitigen, da die jeweils an einem Träger erhaltenen Meßwerte weniger stark streuen als die Gesamtheit der Werte.

4.6. Der Hall-Effekt

4.6.1. Messung der Hallspannung

Die Messung der Hall-Spannung geschah ähnlich wie die Messung des Ohmschen Widerstandes und der magnetischen Widerstandsänderung, es wurden nur statt der Widerstandskontakte $S1$ und $S2$ die Hall-Kontakte $H1$, $H2$ und $H3$ verwendet (Abb. 6).

Wie bei der Messung der magnetischen Widerstandsänderung wurde auch die Hall-Spannung nur beim Hochfahren des Magnetfeldes gemessen. Der Nullabgleich der Hall-Kontakte erfolgte ebenfalls erst, nachdem das Magnetfeld auf Vollast und wieder auf Null gefahren wurde. Zum Abgleich wurde mit dem Potentiometer P (Abb. 6) bei $B = 0$ für den Doppelkontakt das gleiche Potential wie für den Einzelkontakt $H3$ eingestellt. Der Kontakt $H3$ und der abgegliche Doppelkontakt wurden über das Knick-Millivoltmeter auf die y -Achse des x - y -Schreibers gegeben, an dessen x -Ablenkung wieder das Gauß-Meter lag. Beim langsamen Hochfahren des Magnetfeldes konnte die Hall-Spannung in

Abhängigkeit von der Magnetfeldänderung kontinuierlich gemessen werden.

Wie bei der magnetischen Widerstandsänderung sind auch hier die Kurven reversibel durchfahrbar, wenn keine Umpolung des Magnetfeldes stattfindet (Abschn. 5.2.4.).

Bei den getemperten Filmen zeigte sich bei fast allen Messungen eine mehr oder weniger ausgeprägte Asymmetrie in Abhängigkeit von der Richtung des Magnetfeldes. Eine Umkehr der Stromrichtung hatte keinen Einfluß auf die Asymmetrie, d. h. Störungen durch Thermokräfte sind auszuschließen. Um sicher zu sein, daß die Asymmetrie nicht von der Kontaktierung der Träger und der verwendeten Meßmethode abhängt, wurden folgende Untersuchungen durchgeführt.

Zur Bestätigung, daß kein Temperaturgradient für die Asymmetrie verantwortlich ist, wurde die Hall-Spannung mit der bei Kohlrausch /56/ beschriebenen Wechselstrommethode untersucht. Es zeigte sich die gleiche Asymmetrie wie bei der Gleichstrommethode.

Um den Einfluß der Kontaktierung des Trägers zu untersuchen, wurden einige Messungen mit einem Träger durchgeführt, wie er in Abb. 9 zu sehen ist. Statt eines Doppel- und eines Einzelkontaktes wurden zwei Einzelkontakte verwendet. Der Potentialabgleich erfolgte mit der in Abb. 9 gezeigten Schaltung /57/.

Nach dem Nullabgleich der beiden Hall-Kontakte H1 und H2 wurden die Signale wie üblich weiterverarbeitet. Auch bei diesem Trägertyp zeigten sich die gleichen Asymmetrierscheinungen wie bei den Trägern mit einem Doppelkontakt.

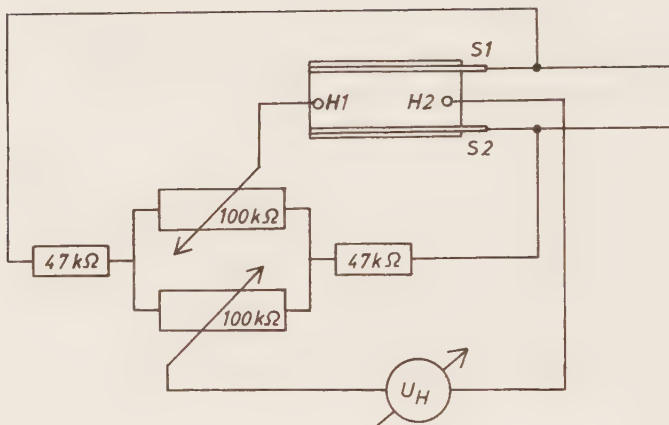


Abb. 9 Filmträger mit zwei Hall-Kontakten H1, H2 und zugehörige Schaltung /57/ zum Potentialabgleich (die angegebenen Widerstandswerte wurden variiert von 10 kΩ - 100 kΩ).

Es ist aufgrund der durchgeführten Messungen sicher, daß die aufgetretenen Asymmetrien weder durch die Trägerart, noch durch Temperaturgradienten verursacht werden. Sie sind filmspezifisch und abhängig vom Spannungszustand, in dem sich der jeweilige Film befindet (Abschn. 5.2.4.).

4.6.2. Auswertung einer Messung

Entgegen der linearen Abhängigkeit der Hall-Spannung von der magnetischen Flußdichte $U_H = R_H \cdot I \cdot B/d$, wie sie aus der Definitionsgleichung (8) des Hall-Koeffizienten folgt, erhält man bei Ferromagneten die in Abb. 10 gezeigte Abhängigkeit.

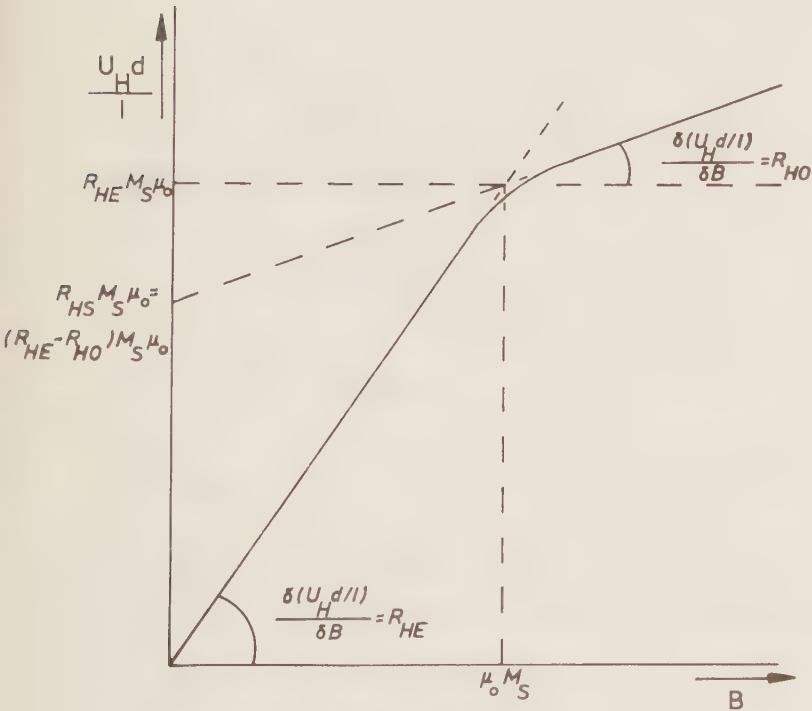


Abb. 10 Idealkurve $U_H \cdot d / I = f(B)$ für Ferromagnetica mit Definition der Größen R_{HE} , R_{HO} , R_{HS} und $M_S = B_S$.

Die Kurve steigt unterhalb der Sättigungsmagnetisierung steil an, nach der Sättigung erfolgt der Anstieg weiterhin linear aber wesentlich flacher.

Smith und Sears /39/ und E.M. Pugh /41/ zeigten, daß der Kurvenverlauf durch folgende empirische Formel dargestellt werden kann:

$$\frac{U_H \cdot d}{I} = R_{HO} \cdot B + R_{HS} \cdot M \mu_0 \quad (14)$$

dabei gilt:

U_H	Hall-Spannung
d	Schichtdicke
I	Stromstärke
R_{HO}	ordentliche Hall-Konstante
R_{HE}	außerordentliche Hall-Konstante
R_{HS}	spontane Hall-Konstante, $R_{HS} = R_{HE} - R_{HO}$
B	magnetische Flußdichte
	$B = \mu_0 (H+M) = \mu \mu_0 H$
H	magnetische Feldstärke
μ_0	Induktionskonstante
μ	Permeabilität
M	Magnetisierung oder magnetische Polarisation

Die Differentiation von Gleichung (14) nach B liefert /40/:

$$\frac{\partial \left(\frac{U_H \cdot d}{I} \right)}{\partial B} = R_{HE} - (R_{HE} - R_{HO}) \cdot \frac{1}{\mu} \quad (15)$$

Dabei wurden folgende Zusammenhänge verwendet:

$$\begin{aligned} \mu_0 H &= \frac{B}{\mu} \\ B &= \mu_0 (H+M) \\ &+ \mu_0 M = B - \frac{B}{\mu} + \frac{\partial \mu_0 M}{\partial B} = 1 - \frac{1}{\mu} \quad \left(= \frac{\chi}{\chi+1} \right) \end{aligned}$$

Mit der Voraussetzung $\mu_0 M \sim B$, d. h. $\mu \gg 1$ geht Gleichung (15) über in

$$\frac{\partial \left(\frac{U_H \cdot d}{I} \right)}{\partial B} = R_{HE} \quad (16)$$

d. h. die Steigung im ersten Teil der Kurve liefert den außerordentlichen Hall-Koeffizienten R_{HE} .

Oberhalb der Sättigungsmagnetisierung gilt $B > \mu_0 M_S$ und $M \sim M_S$, d. h. $\mu = 1$, damit folgt aus Gleichung (15)

$$\frac{\partial \left(\frac{U_H \cdot d}{I} \right)}{\partial B} = R_{HO} \quad (17)$$

d. h. der ordentliche Hall-Koeffizient ist aus der Steigung des linearen Kurventeils nach der Sättigung bestimmbar.

Im Schnittpunkt der beiden Geraden

$$G1 = R_{HO} B + (R_{HE} - R_{HO}) \mu_0 M_S$$

$$G2 = R_{HE} B$$

gilt:

$$R_{HO} (B - \mu_0 M_S) = R_{HE} (B - \mu_0 M_S)$$

Da $R_{HO} \neq R_{HE}$ folgt daraus, daß $B = \mu_0 M_S$, d. h. der Schnittpunkt der beiden linearen Kurventeile liefert die Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$, diese wird im folgenden mit B_S bezeichnet.

Die Auswertung der experimentellen Kurven ist etwas problematischer, da sie aufgrund von Anisotropien z. T. sehr stark vom Idealverlauf wie er in Abb. 10 gezeigt ist, abweichen. In Abb. 11 ist eine extrem asymmetrische Meßkurve dargestellt, anhand der das verwendete Auswerteverfahren erläutert und begründet werden soll.

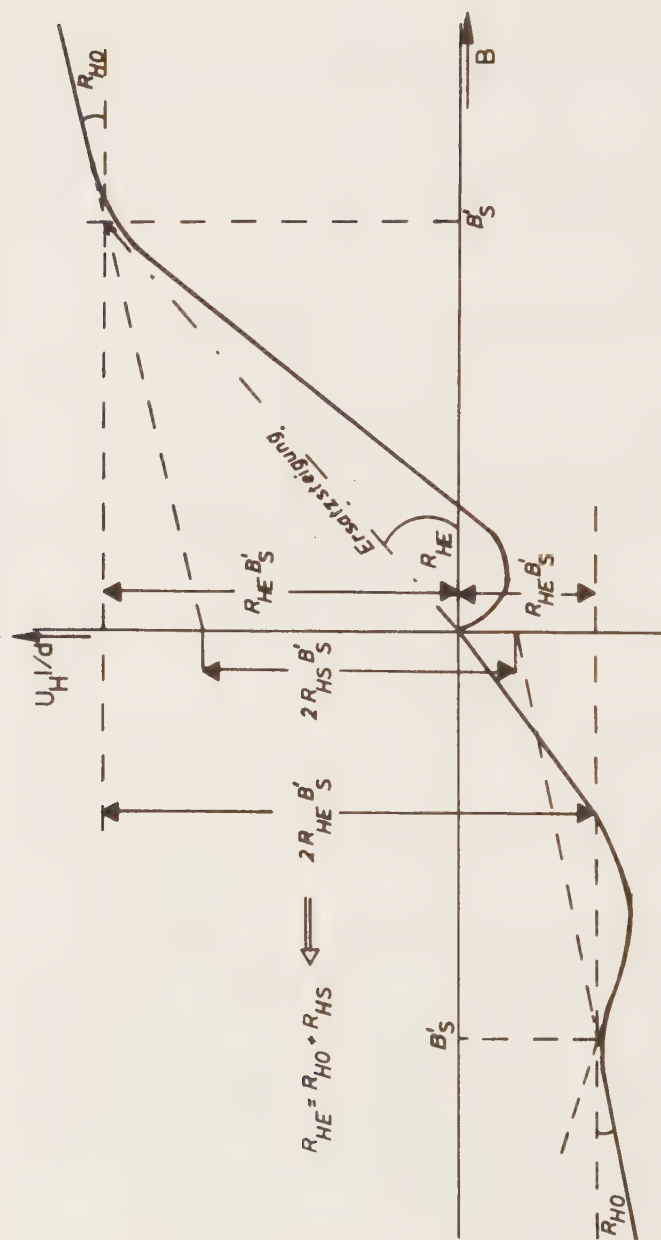


Abb. 11 Schematisch dargestellte, extrem asymmetrische Kurve $U_H = f(B)$ mit Definition der Größen R_{H0} , R_{HE} und B'_S .

Wie aus Abb. 11 zu sehen ist, müssen, wegen der starken Asymmetrie, beide Kurvenzweige berücksichtigt werden, da keine Richtung ausgezeichnet ist. Deshalb wurde bei der Berechnung von R_{HO} und R_{HE} immer der Mittelwert aus beiden Magnetfeldrichtungen genommen. Dies war auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten erforderlich, denn im Gegensatz zu den Messungen von Schneck /49/, ergaben sich auch hier teilweise unterschiedliche Werte für beide Feldrichtungen.

Die Bestimmung von R_{HO} erfolgte wie üblich durch Berechnung der Steigung des linearen Kurventeils oberhalb der Sättigung mit der linearen Regression wie es in Abschn. 4.5.2. beschrieben ist.

Schwieriger ist, wie auch schon bei der magnetischen Widerstandsänderung, die Auswertung des außerordentlichen Hall-Koeffizienten. Von Le Bas /58/ wurde vorgeschlagen, R_{HE} aus der Steigung der Kurve bei $B = 0$ zu bestimmen. Weiterhin nimmt er an, daß sich die Sättigungsmagnetisierung nicht mit der Schichtdicke ändert. Dieses Verfahren ist jedoch nicht immer anwendbar, denn es treten auch Kurven mit der Anfangssteigung Null auf. Im vorliegenden Beispiel würde man im rechten Kurvenzweig für R_{HE} das falsche Vorzeichen erhalten, außerdem sehr hohe Werte wegen der großen Anfangssteigungen.

Schneck /49/ schlägt vor, die Steigung im linearen Teil des Anstiegs zu verwenden und vernachlässigt die andere Magnetfeldrichtung. Da jedoch keine Richtung ausgezeichnet ist, scheint dies etwas willkürlich zu sein. Die Verwendung der Steigung hat außerdem den Nachteil, daß sie sehr stark durch die Anisotropieerscheinungen bei kleinen Magnetfeldern beeinflusst ist (Abschn. 5.2.4.). Es wurde deshalb nach einem Auswerteverfahren gesucht, das beide Kurvenzweige berücksichtigt und Anisotropieeffekte, z. B. zu kleine Werte für die Sättigungsmagnetisierung, weitgehend eliminiert. Diese Forderungen werden von folgender Auswertung erfüllt.

Soweit möglich, wurde der lineare Teil der Kurve verlängert und zum Schnitt gebracht mit dem linearen Kurvenabschnitt oberhalb der Sättigung (Abb. 11, rechter Kurvenast). Die Abszisse des Schnittpunktes liefert die Sättigungsmagnetisierung B_S' , die Ordinate unter Berücksichtigung von B_S' den außerordentlichen Hall-Koeffizienten R_{HE} .

Bei Meßkurven, in denen nicht eindeutig entschieden werden konnte, welcher Teil des Anstiegs linear ist, wie im linken Teil der Abb. 11, wurde wie folgt ausgewertet. Es wird angenommen, daß für beide Zweige die Sättigung bei der gleichen Durchflutung erreicht wird. Die Ordinate des Schnittpunktes der Geraden des linearen Teils oberhalb der Sättigung mit dem Lot in $B = B_S'$, wie es sich im anderen Kurvenzweig ergibt, liefert den außerordentlichen Hall-Koeffizienten R_{HE} .

Das beschriebene Verfahren schaltet Anisotropieeinflüsse bei der Bestimmung der Meßgrößen weitgehend aus, denn der Bereich kleiner B-Felder, mit starker Anisotropieabhängigkeit, beeinflußt die Berechnung kaum.

Als Hinweis für die Richtigkeit des verwendeten Verfahrens dienten die so erhaltenen R_{HE} -Werte. Sie stimmen in etwa mit Literaturwerten überein. Außerdem zeigten die Messungen zur Belegungsabhängigkeit, daß die so bestimmte Sättigungsmagnetisierung B_S' bei zunehmender Belegung prinzipiell in gleicher Weise abnimmt, wie auch sonst in der Literatur berichtet wird.

Bei der Auswertung der Belegungsabhängigkeit von R_{HE} ist es für die Auftragung $R_{HE}(\theta)/R_{HE}(\theta=0)$ belanglos, ob zur Berechnung die Steigung des linearen Teils oder der Schnittpunkt mit den Geraden des linearen Kurvenabschnitts oberhalb der Sättigung verwendet wird. Dies hatte sich auch schon bei ΔR_{magE0} gezeigt (Abschn. 4.5.2.).

Ebenso wie beim spezifischen Widerstand und der magnetischen Widerstandsänderung ist auch beim Hall-Koeffizienten die Trägergeometrie zu berücksichtigen, dies geschieht durch Division mit dem Korrekturfaktor G_H /59/. Die Werte von G_H für die verwendeten Träger liegen im Bereich von 0,6 bis 0,93 /59/.

4.7. Die Sättigungsmagnetisierung

Den Wert für die Sättigungsmagnetisierung B_S' erhält man automatisch bei der Auswertung der Hall-Koeffizienten, wie sie in Abschn. 4.6.2. beschrieben ist. Überraschenderweise liefert die Auswertung der magnetischen Widerstandsänderung (Abschn. 4.5.2.) annähernd den gleichen Wert für B_S'' .

5. Experimentelle Ergebnisse an reinen Nickelfilmen

5.1. Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ohne Magnetfeld

Die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Nickelfilmen, die unter Ultrahochvakuumbedingungen aufgedampft wurden, war Gegenstand vieler Messungen /1, 24, 60, 61, 62/. Auch in dieser Arbeit wurde sie untersucht. Da bereits gut fundierte Literaturdaten zur Verfügung stehen, diente diese Messung auch als Kontrollfunktion der Schichteigenschaften.

Abb. 12 und 13 zeigen den spezifischen Widerstand als Funktion der Schichtdicke für unterschiedlich hergestellte Filme. Die Herstellungsparameter für die in Abb. 12 gezeigten Filme sind:

Aufdampftemperatur	AT 82 K
Temperungstemperatur	TT 360 K, 1 h
Meßtemperatur	MT 288 K

In Abb. 13 sind die Ergebnisse zweier weiterer Versuchsreihen zusammengefaßt. Diese Filme wurden wie folgt hergestellt:

AT	320 K und AT 300 K
TT	360 K und TT 288 K
MT	288 K und MT 288 K (an Luft gemessen)

Wie die Abb. 12 und 13 zeigen, ist der spezifische Widerstand ρ deutlich schichtdickenabhängig für alle hier verwendeten Herstellungsbedingungen.

Unterhalb von 20 nm bzw. 30 nm steigt ρ steil an. Etwa die gleiche Schichtdickenabhängigkeit wurde auch von anderen Autoren gefunden /27, 63, 64, 65/. Selbst für Filmdicken von etwa 100 nm liegen die gemessenen Werte deutlich über dem für kompaktes Nickel angegebenen Wert von $6,84 \mu\Omega\text{cm}$ /66/.

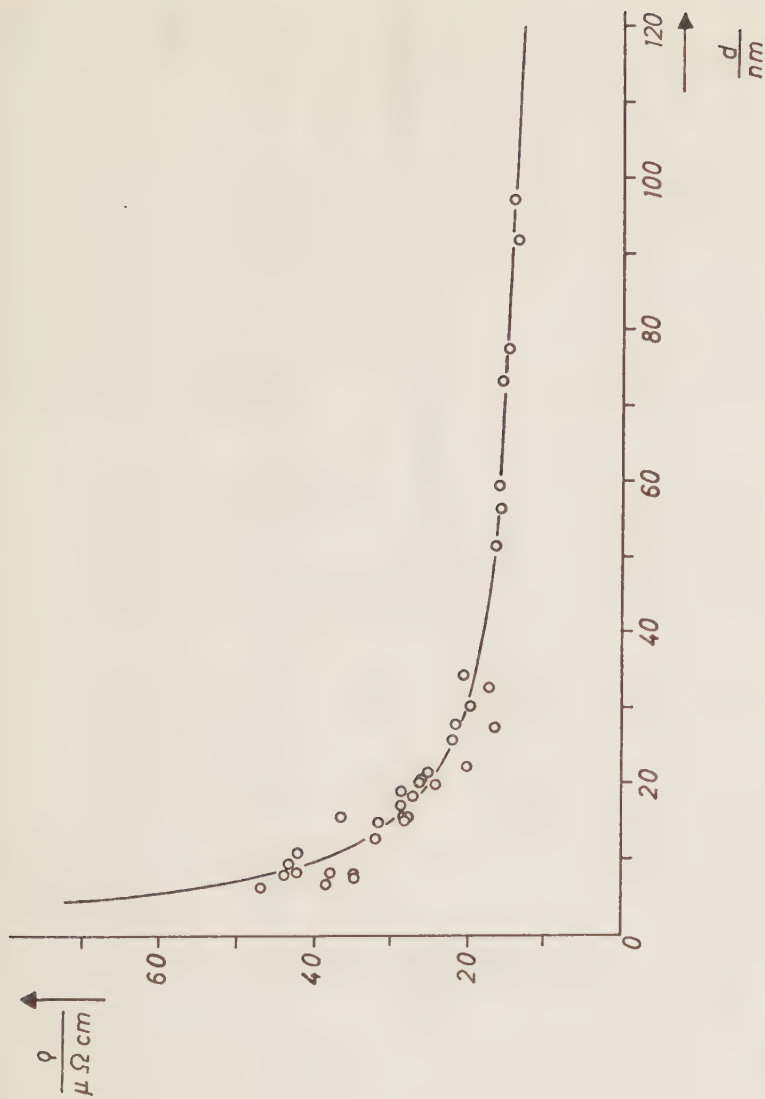


Abb. 12 Der spezifische Widerstand in Abhängigkeit von der Schichtdicke für AT 82 K und IT 360 K

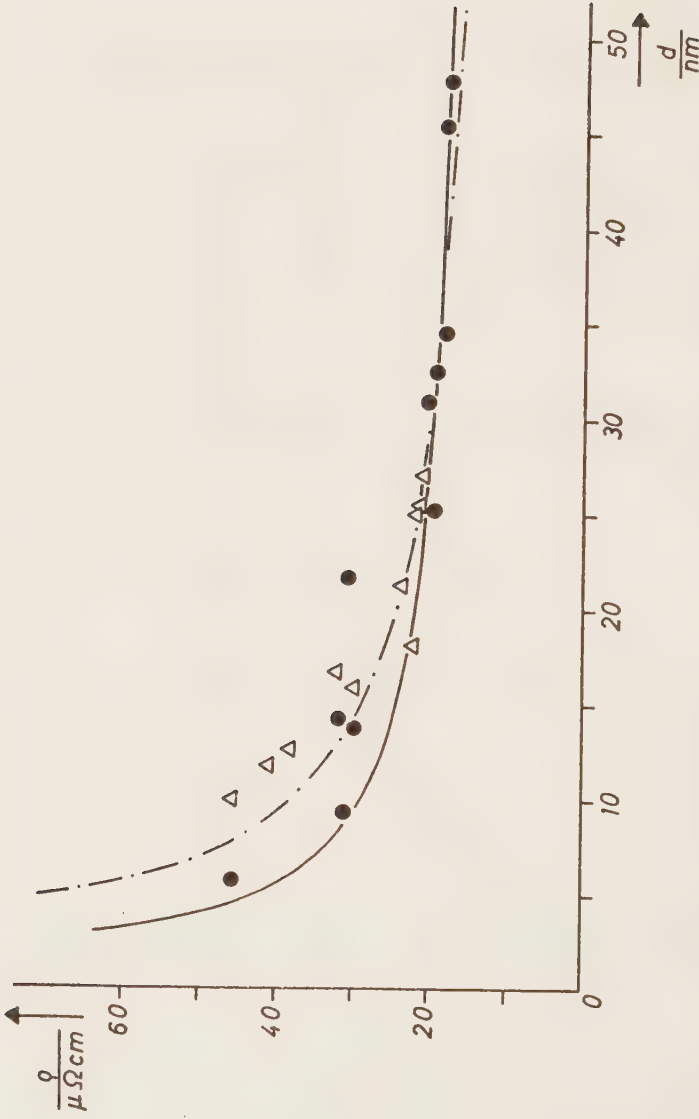


Abb. 13 Der spezifische Widerstand in Abhängigkeit von der Schichtdicke für
AT 320 K, TT 360 K (Δ) und AT 300 K, TT 288 K, an Luft gemessen ($\bullet$).

5.1.1. Diskussion

Die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes dünner Metallfilme von der Schichtdicke wurde von Thomson /67/ als erstem untersucht. In dünnen Filmen werden die Transporteigenschaften mit abnehmender Dicke immer mehr durch den Einfluß der Grenzflächen bestimmt. Zur Erklärung schlug Thomson eine Weglängentheorie vor. Die erste genauere Analyse der Weglängeneffekte erfolgte von Fuchs /68/ durch Lösen der Boltzmannschen Transportgleichung mit stark vereinfachten Randbedingungen. Die Fuchssche Weglängentheorie wurde dann von Sondheimer /69/ und Lucas /70/ weiterentwickelt.

In der Fuchs-Sondheimer Theorie werden die folgenden Voraussetzungen verwendet:

- a) Für das Metall gilt das Modell des freien Elektronengases.
- b) An den Grenzflächen findet diffuse und isotrope Streuung der Elektronen statt und es existiert eine mittlere freie Weglänge.
- c) Die Fehlordnung der Filme ist unabhängig von der Schichtdicke.
- d) Die Grenzflächen sind gleich und planparallel.

Der von der Fuchs-Sondheimer-Theorie erhaltene Ausdruck geht für die hier interessierenden Schichtdicken näherungsweise über in /1/:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + K \left(1 - p \right) \frac{1}{\sigma} \right) \quad (18)$$

dabei gilt:	ρ	spezifischer Widerstand des Films
	ρ_0	spezifischer Widerstand des kompakten Materials mit der gleichen Störstellendichte wie im Film
	l_0	mittlere freie Weglänge in diesem kompakten Material
	d	Schichtdicke
	p	Bruchteil der Elektronen, die an der Oberfläche spiegelnd reflektiert werden
	K	Konstante (nach Fuchs-Sondheimer 0,375)

Für die Konstante K folgt aus der Fuchs-Sondheimer-Theorie der Wert $0,375/52/$. Empirisch wurde gefunden, daß mit $K = 0,4/60/$, bzw. $K = 0,435/1/$ eine bessere Approximation der Meßwerte erreicht wird. Bei den Rechnungen wurde im folgenden $K = 0,435$ verwendet.

Aus der Näherungsformel (18) der Fuchs-Sondheimer-Theorie folgt, daß die Auftragung $\rho = f(1/d)$ eine Gerade ergeben müßte mit ρ_0 als Achsenabschnitt und $\rho_0 K (1-p) l_0$ als Steigung. Die Abb. 14 und 15 zeigen ρ in Abhängigkeit von $1/d$ für die in dieser Arbeit verwendeten Meßbedingungen.

Für Filme, die bei 82 K aufgedampft und bei 360 K getempert wurden, ist die lineare Abhängigkeit bis zu Schichtdicken größer als etwa 20 nm relativ gut erfüllt (Abb. 14). Bei dünneren Filmen gilt die lineare Beziehung zwischen ρ und $1/d$ nicht mehr, dies wurde auch bei anderen Metallen gefunden /28/.

Da die Zahl der Meßpunkte bei den anderen Aufdampfbedingungen relativ klein ist (Abb. 15), sind hier die Ergebnisse weniger abgesichert, das Verhalten ist jedoch prinzipiell ähnlich.

Mit den Daten für ρ_0 und $\rho_0 K (1-p) l_0$ (Tab. 1) aus den Abb. 14 und 15 sind die durchgezogenen Kurven in den Abb. 12 und 13 berechnet worden. Wie man sieht, passen sich die Kurven gut den experimentellen Punkten an.

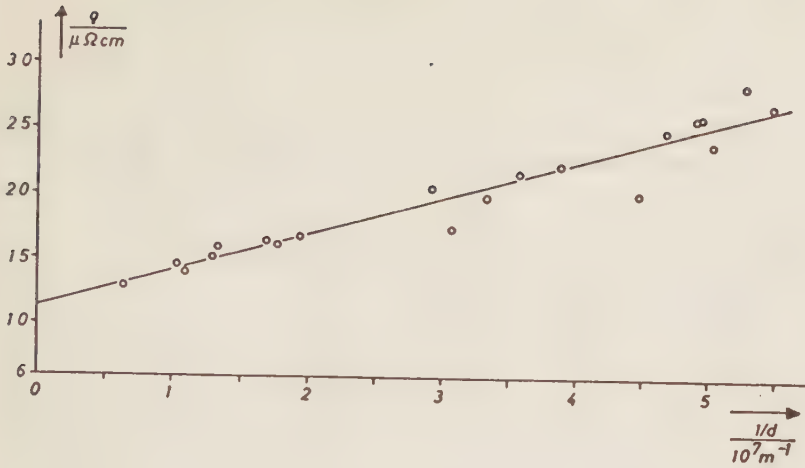


Abb. 14 $\rho = f(1/d)$ für Filme mit AT 82 K, TT 360 K, MT 288 K.

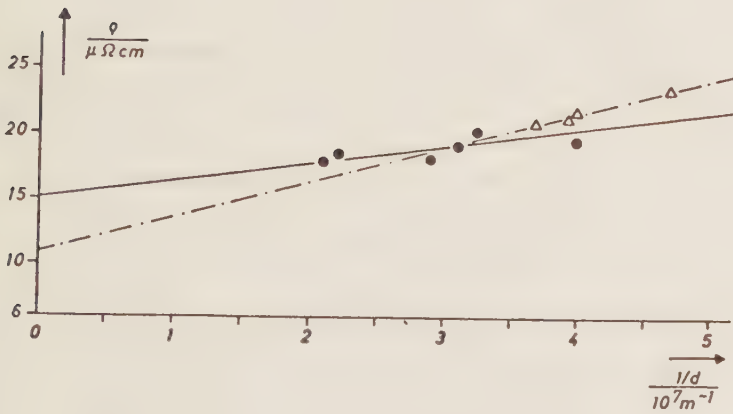


Abb. 15 $\rho = f(1/d)$ für Filme mit AT 320 K, TT 360 K (Δ) und AT 300 K, TT 288 K, an Luft gemessen ($\bullet$).

Tabelle 1 Werte für ρ_o und $(1-p) l_o$ für verschieden hergestellte Nickelfilme

Zitat	$\frac{AT}{K}$	$\frac{TT}{K}$	$\frac{(1-p) l_o}{nm}$	$\frac{\rho_o}{\mu\Omega cm}$
Reichenberger/27/	77	330	30	12,5
Wölfig /61/	77	290	29	18,7
Wölfig /61/	77	373	37,3	9,3
diese Arbeit	82	360	56,7	11,3
diese Arbeit	300*	288*	20,9*	15,0*
Eyrich /64/	340	340	17,0	8,3
diese Arbeit	320	360	57,3	10,9
Le Bas /63/	443	300	57,0	7,5
kompaktes Nickel /71, 66/			$l_o = 21/71/$	6,84/66/

* an Luft gemessen

Wie Tabelle 1 zeigt, stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit relativ gut mit Messungen anderer Autoren überein. Höhere Herstellungs- oder Temperungstemperaturen scheinen kleinere Werte für ρ_o und größere Werte für $(1-p) l_o$ zu ergeben. Vergleicht man in Tabelle 1 den Wert von l_o des kompakten Nickels mit den experimentellen Werten $(1-p) l_o$, so sieht man, daß p negativ werden müßte. Solche, physikalisch unmöglichen, p -Werte werden auch sonst in der Literatur angegeben /28, 52, 72 - 75/. Dieses Ergebnis ist eine Folge der stark vereinfachenden Voraussetzungen in der Fuchs-Sondheimer-Theorie. Wegen der komplizierten Bandstruktur des Nickels ist die Annahme eines freien Elektronengases sicher nicht zutreffend. Röntgenographische Untersuchungen /76, 77/ zeigten, daß die Fehlordnung der Filme schichtdickenabhängig ist, damit ist Punkt c der Voraussetzungen für die Fuchs-Sondheimer-Theorie nicht erfüllt. Auch die Bedingung der planparallelen Grenzflächen ist nicht gegeben.

Von Mayadas und Shatzkes /78/ wurde die Fuchs-Sondheimer-Theorie dahingehend erweitert, daß sie die Streuung an Korn-

grenzen berücksichtigten. Sie konnten zeigen, daß dies bei Korngrößen, die kleiner sind als die mittlere freie Weglänge, einen beträchtlichen Beitrag liefert. Gitterdefekte werden nicht berücksichtigt, da angenommen wird, daß diese hauptsächlich auf Korngrenzen lokalisiert sind /79/. Für $d \sim D$, wobei D der mittlere Kristallitdurchmesser ist, erhalten sie die Näherungsformel

$$\rho = \rho_o \left(1 + \frac{3}{2} \frac{R}{1-R} \frac{1_o}{D} \right) \quad (19)$$

R ist dabei der Anteil der spiegelnd reflektierten Elektronen an den Korngrenzen. Aus den Steigungen der Abb. 14 und 15 kann $R/(1-R) \cdot 1_o$ berechnet werden (Tab. 2), wenn man annimmt, daß die Kristallitgröße gleich der Filmdicke ist /80/.

Wißmann /81/ entwickelte die Kristallitgrenzenstreuungstheorie. Zusätzlich zur Oberflächenstreuung $\rho_p = \rho_o K (1-p) 1_o/d$ nach Fuchs-Sondheimer nimmt er noch einen Anteil ρ_K durch Streuung an Korngrenzen an,

$$\rho_K = \rho_o K' \frac{1_o}{D} \quad (20)$$

wobei K' die Streukonstante für Streuung an Korngrenzen ist. Gemäß der Mathiessenschen Regel gilt damit für den spezifischen Widerstand ($d \sim D$)

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_o + \rho_p + \rho_K \\ &= \rho_o \left\{ 1 + K \left(1 - p \right) \frac{1_o}{d} + K' \frac{1_o}{d} \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

Gleichung (21) kann für die Auswertung in eine bequemere Form umgeschrieben werden /1/:

$$\rho = \rho_o \left\{ 1 + (Z A_S + Z^* A_S^*) \frac{1_o}{d} \right\} \quad (22)$$

dabei bedeuten: Z Konzentration der Streuzentren
 an der Oberfläche
 Z* Konzentration der inneren Korngrenzen
 A_S mittlerer Streuquerschnitt für die
 Streuung an der Oberfläche
 A* mittlerer Streuquerschnitt für die
 Streuung an inneren Korngrenzen

Den Wert für $(Z A_S + Z^* A_S^*) l_0$ erhält man ebenfalls aus den Steigungen in den Abb. 14 und 15, er ist in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2 Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Auftragung
 $\rho = f(1/d)$.

Meßbe- dingungen	ρ_0 $\mu\Omega\text{cm}$	$(1-p) l_0$ nm	$\frac{R}{1-R} l_0$ nm	$(Z A_S + Z^* A_S^*) l_0$ nm
AT 82 K				
TT 360 K	11,3	56,7	16,5	24,7
AT 300 K				
TT 293 K	15,0*	20,9*	6,0*	9,0*
AT 320 K				
TT 360 K	10,9	57,3	16,6	24,9

* an Luft gemessen

Durch Berücksichtigung zusätzlicher Streumechanismen entfällt in den Theorien von Mayadas und Shatzkes bzw. von Wißmann das Problem der negativen p-Werte.

5.2. Temperatur- und Temperungsabhängigkeit der galvanomagnetischen Eigenschaften

Im folgenden soll qualitativ gezeigt werden, wie die galvanomagnetischen Größen von der Temperatur, den Temperungsbedingungen und den damit eng verbundenen inneren Spannungen abhängen. Die Zahl der speziell zur Klärung dieser Fragen durchgeführten Messungen reicht nicht aus, um quantitative Aussagen machen zu können. Außerdem ist der momentane apparative Aufbau für genaue Messungen der Temperaturabhängigkeit nicht optimal geeignet, da man nur bei 120 K und ca. 288 K messen könnte.

5.2.1. Hall-Effekt und Sättigungsmagnetisierung

In den Abb. 16 bis 19 ist für mehrere Filme mit unterschiedlichen Schichtdicken der Verlauf von $U_H = f(B)$ bei verschiedenen Temperaturen und Temperungszuständen dargestellt.

Allen Filmen ist gemeinsam, daß der kurz nach dem Aufdampfen gemessene Kurvenverlauf mehr oder weniger symmetrisch ist. Die weitere Temperaturbehandlung zeigt dann unterschiedliche Auswirkungen, wobei keine eindeutige Schichtdickenabhängigkeit gegeben ist. Generell kann zwar gesagt werden, daß ausgeprägte Asymmetrien bezüglich der Magnetfeldrichtung immer bei dicken Filmen ($d > 40$ nm) auftreten. Jedoch auch in diesem Schichtdickenbereich gibt es Filme mit relativ symmetrischem Kurvenverlauf (Abb. 17).

Das Verhalten der Filme soll an Hand der Abb. 16 - 19 diskutiert werden. Direkt nach dem Aufdampfen, bei einer Meßtemperatur von 120 K, zeigen die Filme symmetrisches Verhalten (Abb. 16a-19a). Nachdem der flüssige Stickstoff entfernt ist, die Zelle und der Filmträger auf 288 K aufgewärmt sind, zeigen sich in den $U_H = f(B)$ Kurven bereits stärkere Anzeichen von Asymmetrie (Abb. 16b-19b). Jetzt werden die Filme eine Stunde bei 360 K getempert, Zeichnet man nun, während des

Abkühlvorganges, bei etwa 330 K die Kurven auf, so zeigen sie bereits den endgültigen Verlauf (Abb. 18c, 19c). In den Abb. 16c, 17c, 18d - 19d liegen die Filme im gleichen Temperaturzustand vor, nur sind sie jetzt auf 288 K abgekühlt und ihr Widerstand hat sich stabilisiert. Sie unterscheiden sich praktisch nicht von denen, die bei 330 K aufgenommen wurden (Abb. 18c, 19c). Eine weitere Abkühlung der Filme auf 120 K reduziert die Asymmetrie der Kurven deutlich (Abb. 16d, 17d, 18e, 19e). Wärmt man die Filme wieder auf Zimmertemperatur auf, so stellt sich reversibel der alte Kurvenverlauf ein (Abb. 18f).

Einige Filme wurden anschließend ein zweites Mal getempert, eine Stunde bei 473 K, auch hier sind die Auswirkungen unterschiedlich. In Abb. 19f ist eine Kurve zu sehen, die nach der zweiten Temperung bei einer Meßtemperatur von etwa 370 K aufgenommen ist. Sie zeigt noch ähnlichen Verlauf wie die Kurve des ausgetemperten Filmes nach der ersten Temperung (Abb. 19d). Nach der Abkühlung auf 288 K wurde der Kurvenverlauf extrem asymmetrisch (Abb. 19g). Eine vollkommen andere Wirkung zeigt sich beim Film in Abb. 16e. Hier stellte sich der gleiche Verlauf wie bei der Wiedereinkühlung auf 120 K nach der ersten Temperung ein, die Kurven sind symmetrischer geworden.

5.2.2. Die magnetische Widerstandsänderung

Die Abhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung von der Temperung und dem Temperaturzustand ist etwas schwieriger zu messen, da hierzu ein konstanter Widerstand erforderlich ist. Dies ist nicht gegeben bei den frisch hergestellten Filmen und während der Abkühl- und Aufwärmvorgänge. Deshalb liegen hier keine Messungen vor. In Abb. 20 ist die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung einiger ausgetempertter Filme gezeigt.

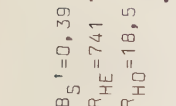
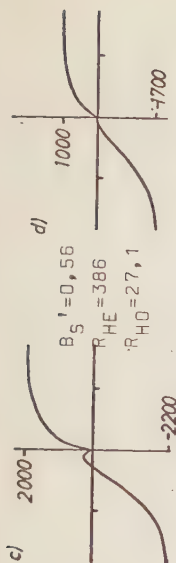


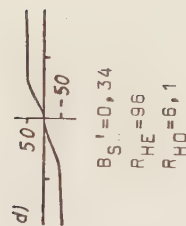
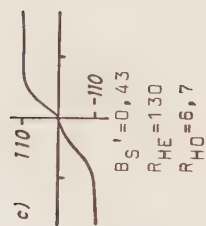
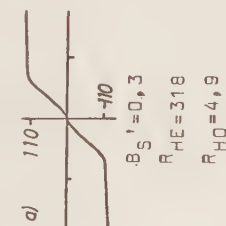
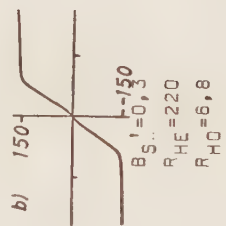
Abb. 16 $U_H = f(B)$, Filmdicke 9,6 nm

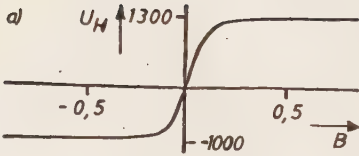
a) gleich nach Aufdampfen MT 120 K
 b) gleich nach Aufdampfen MT 288 K
 c) ausgetempert MT 288 K
 d) ausgetempert MT 120 K
 e). n.2.Temp. (473 K, 1 h) MT 288 K

Abb. 17 $U_H = f(B)$, Filmdicke 56,4 nm

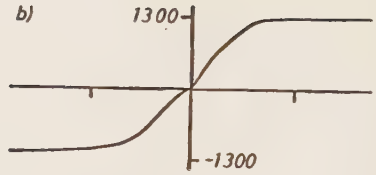
a) gleich nach Aufdampfen MT 120 K
 b) gleich nach Aufdampfen MT 288 K
 c) ausgetempert MT 288 K
 d) ausgetempert MT 120 K

Alle Angaben von U_H in μV und von B in $\frac{Vs}{m^2}$.
 Die Dimension der Hall-Koeff. ist jeweils $10^{-11} m^3/As$.

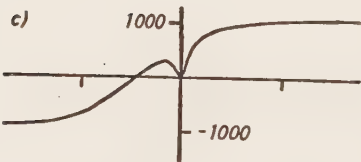




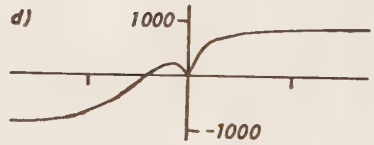
$B_S' = 0,11$
 $R_{HE} = 1945$
 $R_{HO} = 9,8$



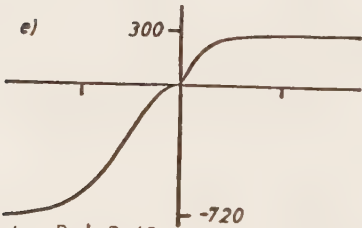
$B_S' = 0,3$
 $R_{HE} = 653$
 $R_{HO} = 10,9$



$B_S' = 0,5$
 $R_{HE} = 314$
 $R_{HO} = 16,3$



$B_S' = 0,52$
 $R_{HE} = 294$
 $R_{HO} = 11,0$



$B_S' = 0,49$
 $R_{HE} = 165$
 $R_{HO} = 9,8$



$B_S' = 0,5$
 $R_{HE} = 298$
 $R_{HO} = 12$

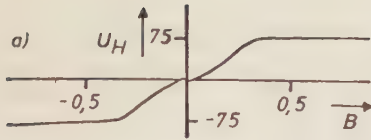
Abb. 18

$U_H = f(B)$ Filmdicke $d = 15,6 \text{ nm}$

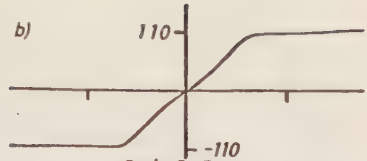
- a) gleich nach dem Aufdampfen MT 120 K
- b) gleich nach dem Aufdampfen MT 288 K
- c) kurz nach der Temperung, während der Abkühlung $\sim$ MT 330 K
- d) ausgetempert MT 288 K
- e) ausgetempert MT 120 K
- f) ausgetempert MT 288 K

Alle Angaben von U_H in μV und von B in Vs/m^2 .

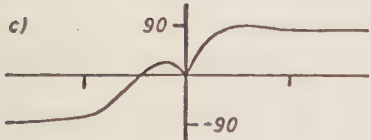
Die Dimension der Hall-Koeff. ist jeweils $10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$.



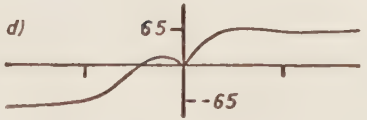
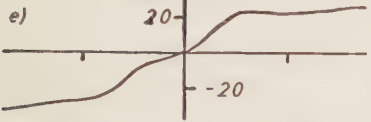
$B_S' = 0,3$
 $R_{HE} = 200$
 $R_{HO} = 5,16$



$B_S' = 0,3$
 $R_{HE} = 277$
 $R_{HO} = 5,17$



$B_S' = 0,5$
 $R_{HE} = 132$
 $R_{HO} = 10,0$



$B_S' = 0,47$
 $R_{HE} = 116$
 $R_{HO} = 5,5$

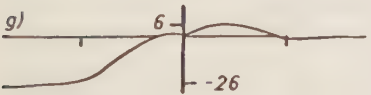
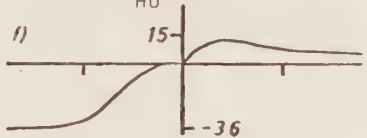
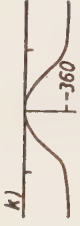
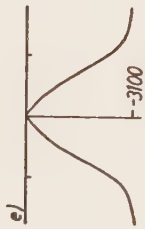
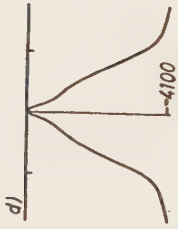
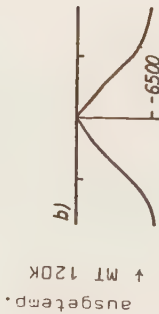
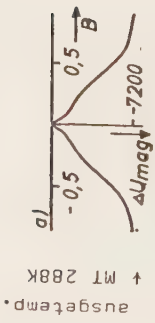


Abb. 19 $U_H = f(B)$ Filmdicke $d = 77,3 \text{ nm}$

- a) gleich nach dem Aufdampfen MT 120 K
- b) gleich nach dem Aufdampfen MT 288 K
- c) kurz nach der Temperung, während der Abkühlung $\sim$ MT 330 K
- d) ausgetempert MT 288 K
- e) ausgetempert MT 120 K
- f) kurz nach der 2. Temperung (473 K, 1 h) während der Abk. $\sim$ MT 373 K
- g) nach der 2. Temperung MT 288 K

Alle Angaben von U_H in μV und von B in Vs/m^2 .
 Die Dimension der Hall-Koeff. ist jew. $10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$.



n.2.Temp. (473K, 1h)
 $\uparrow$ MT 288K



f.aufged.
 $\uparrow$ MT 288K



n.2.Temp. (473K, 1h)
 $\uparrow$ MT 288K



$\uparrow d = 9,6 \text{ nm}$

$\uparrow d = 15,6 \text{ nm}$

$\uparrow d = 56 \text{ nm}$

$\uparrow d = 77,3 \text{ nm}$

Abb. 20 $\Delta U_{\text{mag}} = f(B)$, für 4 verschiedene Filme

Wie man sieht, ist der Temperatureinfluß auf die magnetische Widerstandsänderung ähnlich wie der auf die Hall-Spannung, jedoch weniger ausgeprägt. Dies war auch nicht anders zu erwarten, da die Kurven bezüglich Feldumkehr symmetrisch sind. Bei den frisch aufgedampften Filmen ist der Widerstandsabnahme durch das Magnetfeld die Abnahme durch Temperung deutlich überlagert (Abb. 20i). Filme, die bei kleinen Magnetfeldern eine starke Widerstandsabnahme zeigen (Abb. 20a und d), tun dies nicht mehr nach Abkühlung auf 120 K (Abb. 20b und e). Bei Aufwärmung auf 288 K stellt sich jedoch der alte Kurvenverlauf wieder ein (Abb. 20f).

Auch der Einfluß der zweiten Temperung, eine Stunde bei 473 K, hat geringere Auswirkungen als bei der Hall-Spannung, wie die Abb. 20c und l zeigen. Die Kurven werden flacher, d. h. die Widerstandsabnahme kleiner, der Verlauf aber ändert sich kaum.

5.2.3. Diskussion

Die Sättigungsmagnetisierung frisch aufgedampfter Filme wird durch eine Temperaturerhöhung zu größeren Werten verschoben (Abb. 16 bis 19 und zugehörige Abbildungslegenden). Dies ist eine Folge der zunehmenden Ordnung der Filme. Nach der Temperung bei 360 K stabilisiert sich der Wert für B_S und ändert sich bei der Wiedereinkühlung auf 120 K oder durch die 2. Temperung bei höherer Temperatur geringfügig zu niedrigeren Werten. Aldridge /82/ fand etwa das gleiche Ergebnis.

Der außerordentliche Hall-Koeffizient frisch hergestellter Filme dagegen fällt mit steigender Temperatur von hohen auf niedrigere Werte, eine Ausnahme bildeten die Filme in den Abb. 17 und 19. Der Wert für R_{HE} ändert sich gleichsinnig mit der Temperatur, wenn der Film ausgetempert ist, analog dem Verhalten des spezifischen Widerstandes. Über den Einfluß der 2. Temperung kann keine Aussage gemacht werden, es wurde sowohl eine schwache Erhöhung als auch Erniedrigung von R_{HE}

beobachtet. Die gefundene Temperaturabhängigkeit ist mit anderen Untersuchungen im Einklang /58, 82-88/.

An den ungeordneten Filmen zeigt sich für den ordentlichen Hall-Koeffizienten eine gegenläufige Abhängigkeit von der Temperatur wie bei R_{HE} . R_{HO} wird größer mit steigender Temperatur. Bei ausgetemperten Filmen ändert sich R_{HO} ebenfalls gleichsinnig mit der Temperatur. Auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten kann, aufgrund zu weniger Messungen, über den Einfluß der 2. Temperung nichts ausgesagt werden. Die Abhängigkeit vom Temperungszustand vor der 1. Temperung und die anschließende Temperaturabhängigkeit sind auch hier in Übereinstimmung mit Literaturdaten /58, 82-86/.

Die beobachtete Abhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung von der Temperatur ist ebenfalls in Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Messungen /82/ und mit Untersuchungen von Vautier an Eisen /89-91/. Wie R_{HE} und R_{HO} ändert sich auch die magnetische Widerstandsänderung bei getemperten Filmen gleichsinnig mit der Temperatur. Die 2. Temperung lieferte in den untersuchten Fällen eine Verringerung der magnetischen Widerstandsänderung, obwohl sich der Filmwiderstand kaum änderte. Für genauere Aussagen müßten jedoch weitere Messungen durchgeführt werden.

Auf die Temperungs- und Temperaturabhängigkeit soll jedoch hier nicht weiter eingegangen werden, da sie nicht Ziel dieser Arbeit waren. Die Messungen dienten nur zur Kontrolle, ob die hergestellten Filme eventuell ein abweichendes Verhalten zu dem von anderen Autoren untersuchten Filmen zeigen. Dies ist jedoch nicht der Fall.

5.2.4. Diskussion des Kurvenverlaufs der Hall-Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld

Die Abb. 21 und 22 zeigen Originalmeßkurven in verkleinertem Maßstab für $U_H = f(B)$ an getemperten Filmen; die Meßtemperatur war 288 K. Während die Kurven reversibel durchfahren werden können, wenn nicht umgepolt wird, treten nach einer Umpolung mehr oder weniger große Peaks auf. Sie sind in den Abb. mit eingezeichnet.

Die in Abb. 21 und 22 dargestellten Kurven sind in der folgenden Weise aufgezeichnet worden. Ausgehend von einem in gleicher Richtung vormagnetisierten Film wird bei zunehmendem Magnetfeld Kurve 1 aufgezeichnet. Diese wird in umgekehrter Richtung bei abnehmendem Magnetfeld (2) durchlaufen. Bei Umkehr des Magnetfeldes wird nach kontinuierlichem Nulldurchgang Kurve 3 und bei Feldabnahme Kurve 4 aufgenommen. Eine erneute Umpolung des Feldes führt zu Kurve 5, die wieder in Kurve 1 bzw. Kurve 2 mündet. Dieser Verlauf wurde auch von Le Bas /92, 93/, Schneck /49, 94/ und teilweise von Aldridge /82/ gefunden.

Bei Betrachtung der Abb. 21 und 22 fällt zweierlei auf: Die teilweise stark ausgeprägte Asymmetrie der Kurven und die Hysteresepicks beim Umpolen. Beides ist überraschend. Da keine Magnetfeldrichtung ausgezeichnet ist, sollten die Kurven bezüglich Feldumkehr symmetrisch sein und entsprechend der Eindomänentheorie, die im untersuchten Schichtdickenbereich annähernd gelten sollte /95/, dürften die Filme beim Ummagnetisieren in der magnetisch schweren Achse keine Remanenz zeigen.

Die mit verschiedenen Trägern und verschiedenen Abständen Wendel-Träger durchgeführten Messungen schließen apparative Ursachen weitgehend aus. Die Ursache muß also physikalischer Natur sein. Einen Hinweis erhält man aus den gemessenen Werten für die Sättigungsmagnetisierung B_S' und B_S'' (Abschn. 5.3.3. und 5.4.). Bei der Auswertung zeigte sich, daß B_S' immer kleiner ist als die Literaturangaben für B_S des kompakten

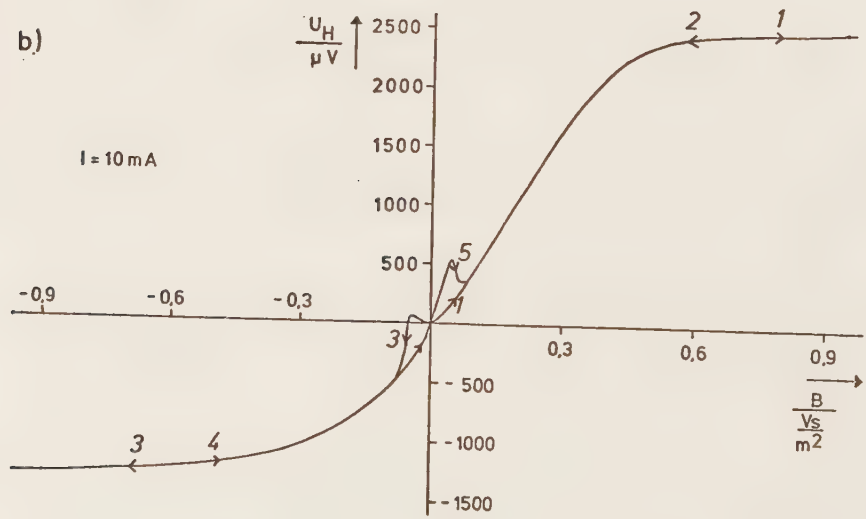
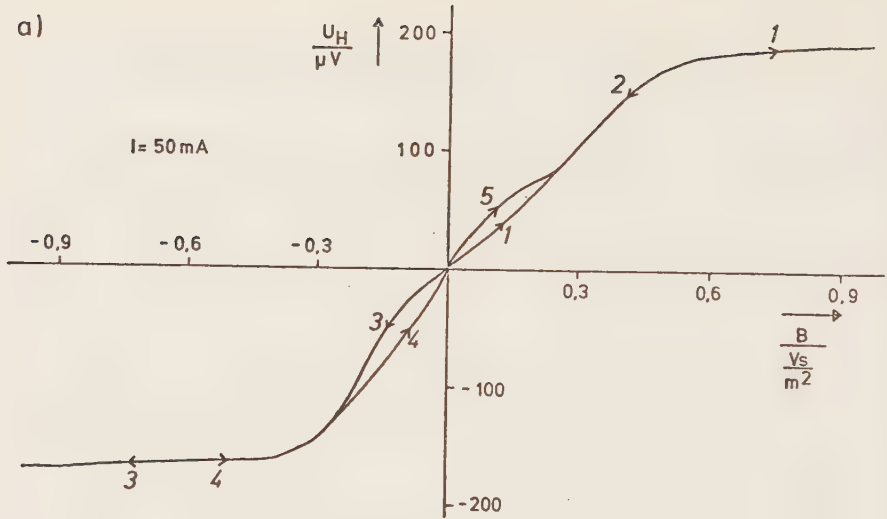


Abb. 21 $U_H = f(B)$ für Filme mit

a) $d = 59,13 \text{ nm}$

b) $d = 11,82 \text{ nm}$

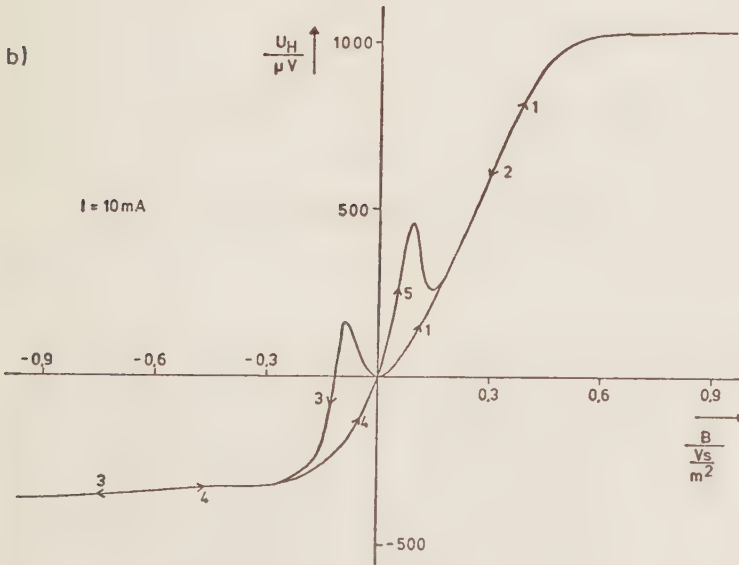
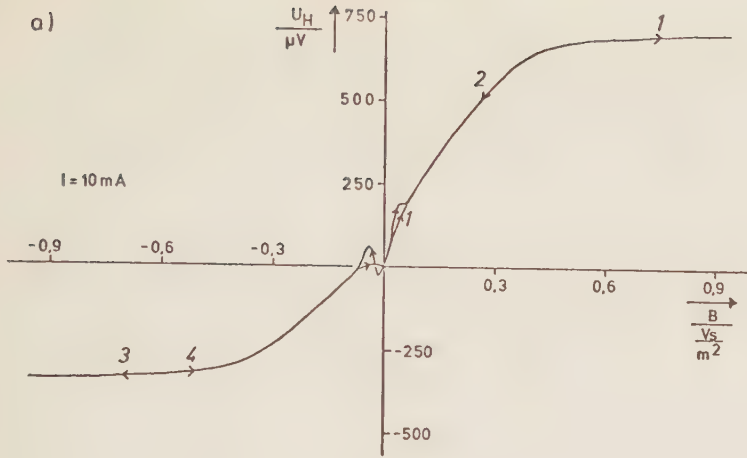


Abb. 22 $U_H = f(B)$ für Filme mit
a) $d = 15,57 \text{ nm}$
b) $d = 16,75 \text{ nm}$

Nickels. Die Werte streuen stark, ein Verhalten wie es auch andere Autoren fanden /96/. Aus neueren Untersuchungen mit anderen Meßmethoden scheint jedoch gesichert zu sein, daß sich die Sättigungsmagnetisierung im hier untersuchten Schichtdickenbereich nicht ändert im Vergleich zum kompakten Material /97-99/.

Mayer /100/ gibt an, daß beim Aufdampfen von Schichten auf kalte Träger wegen der geringen Beweglichkeit der Atome nach dem Haftenbleiben die Sammelkristallisation nur unvollständig ist. Die Folge ist ein wesentlich kleinerer Entmagnetisierungsfaktor N als für eine große ferromagnetische Platte ($N = 4\pi$). Für die Magnetisierung gilt:

$$\begin{aligned}\mu_0 M &= \chi (B - N\mu_0 M) \\ &= \frac{\chi B}{1 + \chi N}\end{aligned}\quad (23)$$

wobei χ Suszeptibilität
 N Entmagnetisierungsfaktor

Aus Gleichung (23) erhält man für große Suszeptibilitäten ($\chi N \gg 1$) für die Magnetisierung

$$\mu_0 M = \frac{B}{N} \quad (24)$$

Ein kleinerer Wert für N bedingt (Gleichung 24) eine höhere Magnetisierung. Es gilt nicht mehr $\mu_0 M = B/4\pi$; man mißt eine zu kleine Sättigungsmagnetisierung. Damit sind die kleinen Werte von B_S' bei den frisch aufgedampften Schichten (Abschn. 5.2.1.) erklärbar, nicht jedoch die der getemperten Filme. Nach röntgenografischen Untersuchungen von Wedler und Wißmann /76, 101/ kann davon ausgegangen werden, daß sich bei den getemperten Filmen die volle Kristallstruktur ausgebildet hat.

Die zu kleinen Werte für die Sättigungsmagnetisierung wären jedoch erklärbar, wenn die Achse senkrecht zur Filmebene

keine magnetisch schwere Achse ist, wie sie es den Entmagnetisierungsfaktoren entsprechend sein müßte /102, 103/. Als Ursache für die Drehung der schweren Achse kommen magnetische Anisotropien in Frage.

Allgemein werden fünf verschiedene Anisotropien unterschieden. Es würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen, deren Einflüsse im einzelnen exakt zu untersuchen. Im folgenden wird nur kurz auf deren Ursachen, soweit sie bekannt sind und ihre Bedeutung für die Problemstellung dieser Untersuchung eingegangen.

Eine allgemeine Eigenschaft dünner ferromagnetischer Schichten ist das Vorhandensein einer sog. "M-induzierten" uniaxialen Anisotropie /52, 104-107/. Sie ist für die ganze Schicht nahezu einheitlich orientiert, wenn der Film in einem homogenen, parallel zur Filmebene orientierten, Magnetfeld hergestellt oder getempert wird. Die Folge ist eine leichte und dazu senkrechte schwere Achse in der Filmebene. Die Ursachen für diese Anisotropie sind noch nicht eindeutig geklärt. Es wird angenommen, daß sie durch nahegeordnete Verteilungen von Fremdatomen oder Leerstellen längs bevorzugter Netzebenen entsteht. Eine ähnliche Anisotropie entsteht auch durch schräges Aufdampfen /108-110/. Die Energiedichte dieser Anisotropien liegt in der Größenordnung von 10^{-3} bis 10^{-2} J/cm^3 . Da die leichte Achse in der Schichtebene liegt, ist sie hier nur von untergeordneter Bedeutung. Aus dem gleichen Grund spielt auch die Kristallanisotropie /21, 111, 112/, die durch Auszeichnung gewisser Richtungen zustande kommt, beim Nickel keine große Rolle. Die Kristallanisotropie erreicht Energiedichten von 10^{-4} bis 10^{-2} J/cm^3 . Wie die beiden erstgenannten hat auch die Formanisotropie hier nur geringe Bedeutung, da sie ebenfalls jede Magnetisierungsrichtung parallel zur Schichtebene begünstigt. Dies ist die Folge des großen Entmagnetisierungsfaktors senkrecht zur Schichtebene /103, 113/. Die Energiedichte der Formanisotropie liegt im Bereich von ~ 0 bis 10^{-1} J/cm^3 .

Die restlichen beiden Anisotropien, die Oberflächen- und die Spannungsanisotropie bewirken in Richtung der Schichtnormalen eine leichte magnetische Achse. Die Spannungsanisotropie erreicht Energiedichten von 0 bis 10^{-1} J/cm^3 , die Flächenenergie der Oberflächenanisotropie erreicht Werte von 10^{-9} bis 10^{-7} J/cm^2 /96, 102, 114-119/. Die Néelsche Oberflächenanisotropie wird aus den Störungen der Atomkoordinaten an der Kristalloberfläche hergeleitet. Die Größe dieser Anisotropie hängt von der Zusammensetzung und dem Druck des Restgases beim Aufdampfen ab. Am stärksten wird sie von Sauerstoff, am schwächsten von Wasserstoff und Stickstoff beeinflusst. Diese Anisotropie hat auch Bedeutung für die Untersuchungen zur Belegungsabhängigkeit.

Die Spannungsanisotropie hat ihre Ursache in der Veränderung der Atomanordnung unter dem Einfluß äußerer Spannungen. Diese können verursacht werden durch Versetzungen /120, 121/, unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten /76, 101, 102, 122/ und Magnetostriktion /93, 96, 102, 123/. Wegen der negativen Magnetostriktion beim Nickel ergibt die Spannungsanisotropie eine magnetisch leichte Achse in Richtung der Schichtnormalen. Gradmann /96/ gibt an, daß für Filme unterhalb 2,5 nm die Magnetisierung spontan senkrecht zur Schichtebene stehen kann.

Bei den für die Untersuchungen verwendeten Trägern ($\sim 5 \text{ cm}^2$) und Schichtdicken ($\sim 10 - 100 \text{ nm}$) liegen die Energien für die beiden letztgenannten Anisotropien in der gleichen Größenordnung.

Bei den Überlegungen, welche Anisotropie den entscheidenden Einfluß ausübt, ist zu berücksichtigen, daß sie nicht unabhängig voneinander sind. Die Erniedrigung der Sättigungsmagnetisierung ist sicher eine Folge des Zusammenspiels aller erwähnten Anisotropien. Ausschlaggebend für die zu kleinen Werte sind jedoch die Oberflächen- und die Spannungsanisotropie.

Auch für das Auftreten der Asymmetrien in den $U_H = f(B)$ -Kurven sind alle Anisotropien verantwortlich; wegen der gefundenen starken Temperaturabhängigkeit (z. B. Abb. 18c,d,e) der Asymmetrie scheint hier die Spannungsanisotropie die dominierende Rolle zu spielen. Denn, während ein unterschiedlicher Temperaturzustand auf alle Anisotropien wirkt, wird durch die Temperatur hauptsächlich die Spannungsanisotropie beeinflusst.

Die Hystereseeffekte beim Umpolen sind auf die leichten magnetischen Achsen in Richtung der Schichtnormalen zurückzuführen, dadurch ist die Remanenz $\neq 0$. Die Umpolpeaks rühren also wieder hauptsächlich von der Oberflächen- und Spannungsanisotropie her.

Damit ist gezeigt, daß der Kurvenverlauf bei Magnetfeldern unterhalb der Sättigungsmagnetisierung weitgehend durch Anisotropien bestimmt wird. Da deren Einfluß je nach Magnetfeldrichtung unterschiedlich ist, müssen zur Auswertung beide Kurvenzweige verwendet werden. Die Anfangssteigung und auch die Steigung im linearen Teil der Kurven unterhalb der Sättigungsmagnetisierung sind kein eindeutiges Maß für den außerordentlichen Hall-Koeffizienten. Sie werden weitgehend durch Anisotropien bestimmt und geben nur bedingt Aufschluß über die eigentlichen Materialeigenschaften.

Ein Beweis für die Richtigkeit des in Abschn. 4.6.2. vorgestellten Auswertverfahrens ist dadurch gegeben, daß für die auf diese Weise bestimmten R_{HE} -Werte zwangsläufig gilt:

$$R_{HE} = R_{HS} + R_{HO}$$

wobei R_{HS} aus dem Mittelwert der Achsenabschnitte der beiden Geraden bestimmt ist, die durch die linearen Kurventeile oberhalb von B_S gegeben sind.

Diese Bedingung ist bei den meisten Kurven nicht erfüllt, wenn R_{HE} aus der Steigung des Kurventeils unterhalb der Sättigung berechnet wird. Auch mit dem Auswerteverfahren von Le Bas (Absch. 4.6.2.) ist die Bedingung $R_{HE} = R_{HS} + R_{HO}$ nicht immer erfüllt, wenn R_{HS} in der vorstehend beschriebenen Weise den Meßkurven entnommen wird.

5.2.5. Diskussion des Kurvenverlaufs der magnetischen Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld

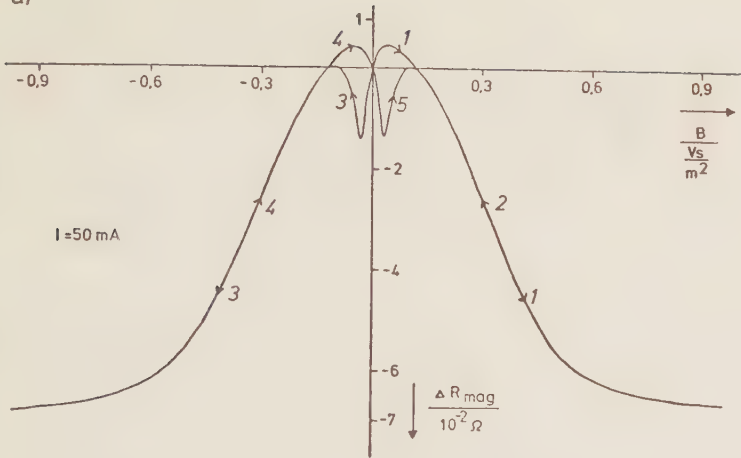
Abb. 23 zeigt verkleinerte Originalmeßkurven $\Delta R_{mag} = f(B)$ für Filme mit unterschiedlicher Schichtdicke, aufgenommen mit getemperten Filmen bei einer Meßtemperatur von 288 K.

Wie bei der Messung der Hall-Spannung sind die Kurven reversibel durchfahrbar, wenn das Magnetfeld nicht umgepolt wird. Bei einer Feldumkehr treten mehr oder weniger stark ausgeprägte Hysteresepicks auf.

Beginnt man mit einem in gleicher Richtung vormagnetisierten Film, so wird bei zunehmendem Magnetfeld Kurve 1 durchlaufen, bei abnehmendem Feld in umgekehrter Richtung (2). Nach dem Umpolen erhält man Kurve 3 und bei erneuter Feldabnahme Kurventeil 4. Nochmaliges Umpolen ergibt dann Kurve 5, die wieder in den Kurventeil 1 bzw. 2 mündet. Dasselbe Verhalten wurde auch von anderen Autoren gefunden /49, 82, 91, 92, 94, 124/.

Wie die Abb. 20 und 23 zeigen, ist die magnetische Widerstandsänderung symmetrisch gegen eine Umkehr des Magnetfeldes, entsprechend der quadratischen B-Abhängigkeit, wie sie von der Theorie (Abschn. 2.2.2.) vorhergesagt wird. Für beide Magnetfeldrichtungen wird eine Widerstandsabnahme gemessen. Dies ist typisch für Ferromagnetica und wurde auch am kompakten Material beobachtet /48, 121, 125/. Die Kurven zeigen den charakteristischen Verlauf einer parabolischen Magnetfeldabhängigkeit bei kleinen Feldern und oberhalb von B_g eine lineare Abhängigkeit.

a)



b)

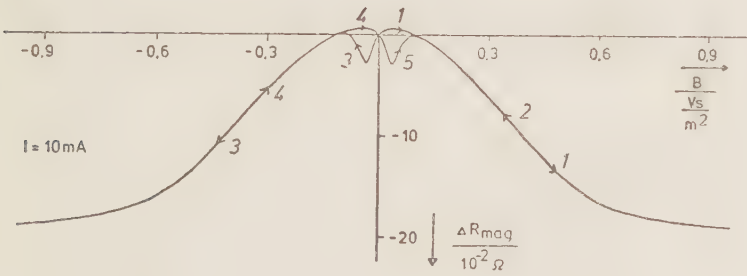


Abb. 23 $\Delta R_{\text{mag}} = f(B)$ für Filme
mit a) $d = 32.61 \text{ nm}$
b) $d = 15.75 \text{ nm}$

Nach Sommerfeld-Bethe /48/ (Abschn. 2.2.2.) wird durch die Ausrichtung der Spins im Magnetfeld eine zusätzliche Gitterperiodizität erreicht und so die Widerstandsabnahme erklärt. Damit aber sind die Maxima des Widerstandes nicht vereinbar, die häufig bei kleinen B-Feldern auftraten. (Abb. 23 b). Sie können keine Folge der Koerzitivkraft sein, da sie auch zu beobachten sind, wenn der Film in gleicher Richtung vormagnetisiert ist. Bei der Erklärung muß berücksichtigt werden, daß eine eventuell bestehende Widerstandserniedrigung die sich aus der Remanenz ergibt, beim gewählten Aufnahmeverfahren der Kurven nicht in Erscheinung tritt. Wie in Abschn. 4.5.1. beschrieben ist, wird der Film vormagnetisiert und das B-Feld wieder auf Null gefahren. Nach dem Nullabgleich der Spannung an den Stromkontakten S1, S2 (Abb. 4) wird die Widerstandsänderung bei anwachsendem B-Feld aufgezeichnet. Der Nullabgleich erfolgt also bei einer eventuell vorhandenen Widerstandserniedrigung durch Remanenz. Streng nach der Eindomänentheorie müßte die Remanenz gleich der Sättigungsmagnetisierung sein /45/, da die Filmebene, entsprechend der Formanisotropie, eine magnetisch leichte Achse sein sollte. In Wirklichkeit aber nimmt die Magnetisierung bei der Feldverkleinerung die Riffelungsstruktur an /95/. Diese bildet sich, da die mittlere Kristallgröße kleiner ist als die Dicke einer Domänenwand ($\sim 100 - 700 \text{ nm}$) /126/. Die Magnetisierung kann deshalb nicht in jedem Kristallit eine durch die Kristallstruktur (Kristallanisotropie) vorgegebene leichte Achse einnehmen, sie mittelt über die Kristallite hinweg. Dabei entsteht eine Feinstruktur der Magnetisierung die "ripple" oder Riffelung genannt wird /127-129/, sie ist in Abb. 24 schematisch dargestellt /129/.

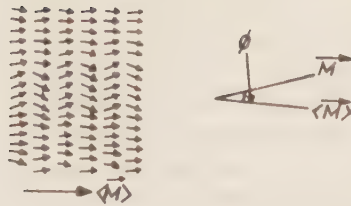


Abb. 24 Schematischer Verlauf der Magnetisierung in der Schichtebene /129/.

Die mittlere Richtungsamplitude der Magnetisierung beim Feld Null hängt von der Kristallitgröße ab /130/, bei großen Kristallen ist die Riffelung ausgeprägter, d. h. die Remanenz kleiner. Weiter hängt die Riffelung über die Magnetostriktion von inneren Spannungen ab /131/. Außer durch die Riffelung wird die Remanenz durch Streufelder des Schichtrandes erniedrigt /95/.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Remanenz bedingt durch die Riffelung der Magnetisierung und durch Streufelder kleiner als erwartet ist. Dies zeigt sich deutlich an den gemessenen Kurven, denn bei höherer Remanenz, etwa gleich der Sättigungsmagnetisierung, dürfte man ohne Umpolung des Magnetfeldes nur den linearen Teil oberhalb der Sättigungsmagnetisierung messen. Auch die Maxima des Widerstandes sind damit erklärbar. Beim Hochfahren des Magnetfeldes muß dieses Arbeit gegen die Streufelder und gegen die Riffelung leisten, ehe die Magnetisierung geordnet wird. In dieser Phase tritt noch keine Widerstandsabnahme ein, andererseits wirkt auf die Elektronen sofort beim Einschalten die Lorentz-Kraft. Diese aber bewirkt wegen der

Ablenkung der Elektronen eine Widerstandserhöhung, erst bei stärker werdendem Magnetfeld wird die Widerstandszunahme durch die zunehmende Gitterperiodizität kompensiert und schließlich überwogen. Dies ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß die Widerstandsmaxima vermehrt bei dicken Filmen auftraten, die wegen der größeren Kristallitgröße eine stärkere Riffelung zeigen (s. o.). Auch die Temperatur spielt eine wichtige Rolle, da sie eine Kristallitvergrößerung bewirkt. Die Peaks nach dem Umpolen sind eine Folge der Hysterese.

Bei der Auswertung der magnetischen Widerstandsänderung stellt sich heraus, daß der Knick in der Kurve etwa bei der gleichen Flußdichte erfolgt wie im Fall der Hall-Spannung; der mittlere Wert liegt bei $0,45 \text{ Vs/m}^2$. Daraus läßt sich folgern, daß die magnetisch schwere Achse etwa um 45° gegen die Schichtnormale gekippt ist. Berücksichtigt man dies, so erhält man aus

$$\frac{\overline{B_S}}{\sin 45^\circ} = \frac{0,45 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}}{\sin 45^\circ} = 0,64 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$$

in etwa den Wert für die Sättigungsmagnetisierung wie er in der Literatur angegeben wird von $0,608 \text{ Vs/m}^2$ /66/ bis $0,63 \text{ Vs/m}^2$ /40/.

5.3. Schichtdickenabhängigkeit des Hall-Effekts

5.3.1. Außerordentlicher Hall-Koeffizient

In den Abb. 25 und 26 ist der außerordentliche Hall-Koeffizient R_{HE} in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufgetragen, und zwar für verschiedene Aufdampf- und Meßbedingungen. Unabhängig von den Herstellungsbedingungen der Filme (Angaben hierzu in den Abbildungslegenden), zeigt sich eine ausgeprägte Schichtdickenabhängigkeit. Für Filme mit Schichtdicken unter 20 - 30 nm steigt R_{HE} je nach Aufdampfbedingungen deutlich an. Kein großer Unterschied besteht zwischen den beiden Versuchsserien mit der gleichen Temperungstemperatur $T = 360$ K (Abb. 25 und Abb. 26 Δ).

Die Werte des Hall-Koeffizienten für die an Luft untersuchten Filme liegen deutlich höher, die Schichtdickenabhängigkeit aber ist etwa die gleiche wie bei den anderen Versuchsbedingungen (Abb. 26 $\bullet$). Wie Abb. 25 zeigt, nähern sich die Werte des außerordentlichen Hall-Koeffizienten bei zunehmender Schichtdicke dem Wert des kompakten Materials. Sie sind also keineswegs zu groß, wie man es wegen des im Vergleich zur Sättigungsmagnetisierung B_S kleinen Wertes von B_S' erwarten würde. Durch die verwendete Auswertemethode wird dieser Anisotropieeinfluß offensichtlich korrigiert.

Der Kurvenverlauf von $R_{HE} = f(d)$ ist ähnlich wie bei den $\rho = f(d)$ Kurven. Eine vergleichbare Abhängigkeit des außerordentlichen Hall-Koeffizienten von der Schichtdicke wurde auch von anderen Autoren gefunden /58, 132/. Vautier /133/ fand ähnliches Verhalten bei Eisen, Dua /134/ an einer NiTe-Legierung.

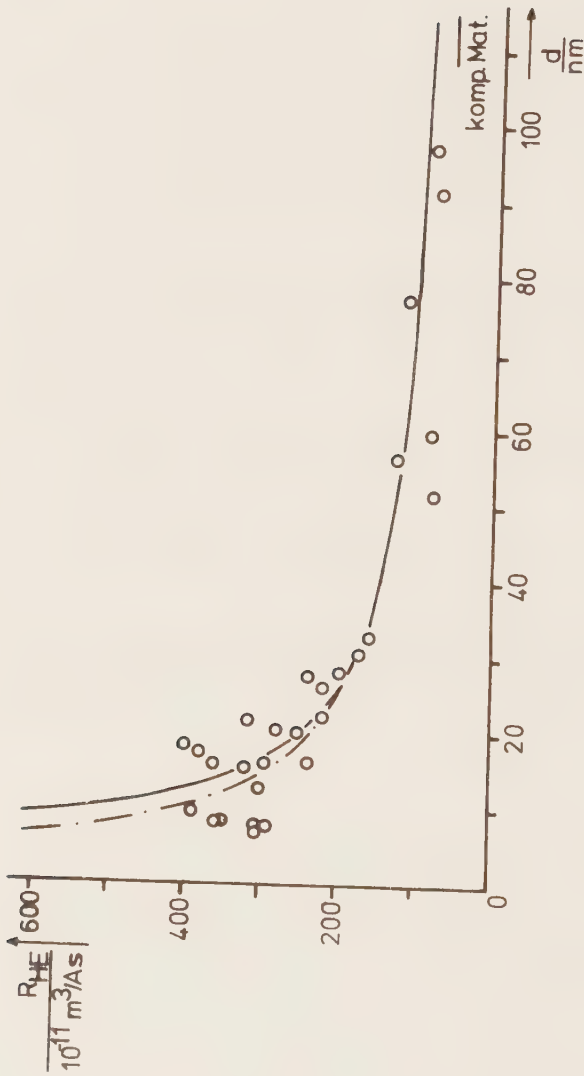


Abb. 25

Außerordentlicher Hall-Koeffizient R_{HE} in Abhängigkeit von der Schichtdicke d (AT 82 K, TT 360 K, MT 288 K).

— Gleichung (32), - - - Gleichung (31).

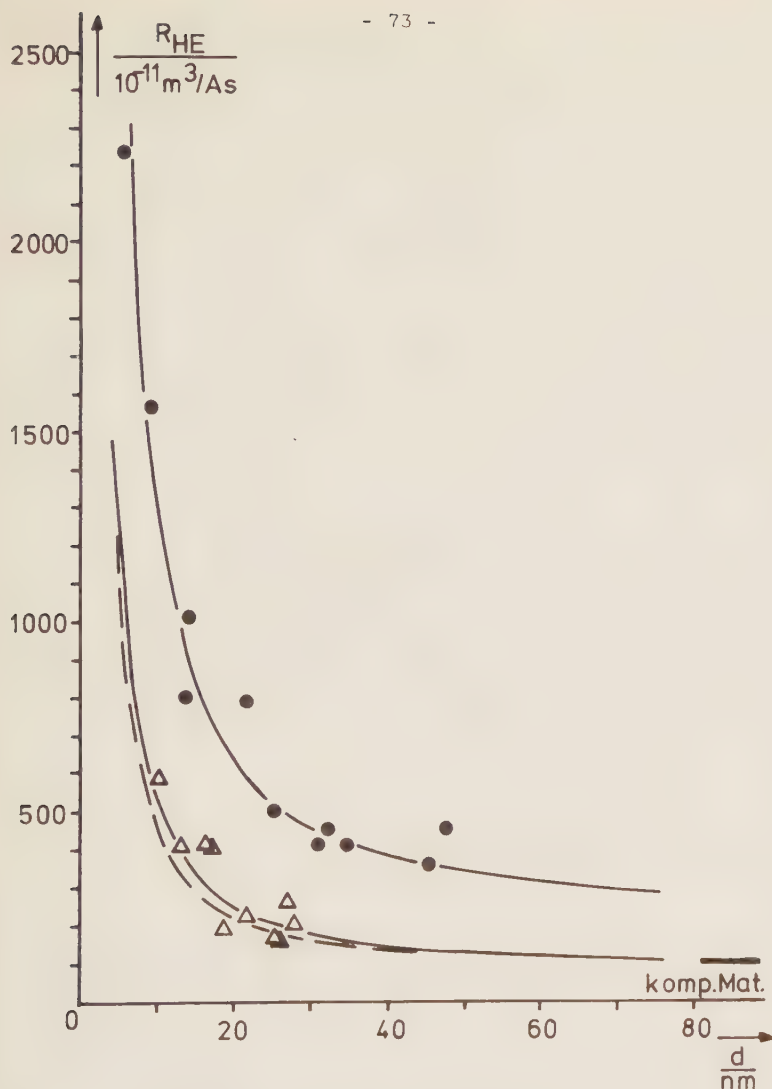


Abb. 26 Außerordentlicher Hall-Koeffizient R_{HE} in
 Abhängigkeit von der Schichtdicke d
 (●: AT 300 K, TT 288 K, MT 288 K (an Luft gemessen))
 (Δ: AT 320 K, TT 360 K, MT 288 K
 — Daten aus Messung AT 82 K } Gleichung (32)).
 - - - - - Daten aus Messung AT 320 K)

Zur weiteren Prüfung der Schichtdickenabhängigkeit wurden auch Untersuchungen an sukzessiv aufgedampften Filmen durchgeführt, weil sich diese Methode beim Studium der Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes bewährt hat /74/. Die Filme wurden hergestellt, indem unter Ultrahochvakuumbedingungen auf einem zunächst sehr dünnen Film diskontinuierlich weitere Filme aufgedampft wurden.

Das Aufdampfen erfolgte bei einer Temperatur von 320 K und die Temperung geschah bei 288 K. Die Zeitdauer war abhängig von der Filmdicke. Es wurde mit der Aufzeichnung der Kurven U_H vs B jeweils so lange gewartet, bis der Filmwiderstand stabil war. In Abb. 27 sind $U_H = f(B)$ Kurven zu sehen, die an solchen Filmen gemessen wurden.

Die Kurven sind unter gleichen Bedingungen aufgezeichnet. Parameter ist die durch den Filmwiderstand charakterisierte Schichtdicke. Man sieht deutlich, wie die Kurven mit zunehmender Schichtdicke flacher werden und die Asymmetrie des $U_H = f(B)$ Verlaufs bezüglich der Magnetfeldrichtung zunimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der Herstellungsbedingungen der Temperungszustand der einzelnen Schichten sicherlich unterschiedlich ist.

Die Abb. 28 und 29 zeigen R_{HE}' und R_{HO}' als Funktion des jeweiligen zur Berücksichtigung der Trägergeometrie durch $G = 1/b$ (Abschn. 4.4.) dividierten Schichtwiderstandes.

Mit R_{HE}' bzw. R_{HO}' wurde die Größe $R_H = U_H / B \cdot I \cdot G_H$ bezeichnet, G_H ist der Korrekturfaktor für die Trägergeometrie.

In Abb. 28 sind die Ergebnisse zweier Messungen zusammengefaßt, für die mit Δ und $\circ$ gekennzeichneten Werte war die Endschichtdicke 8,1 nm, bei der mit $\blacktriangle$ und $\bullet$ dargestellten Messung 59 nm. Die Endschichtdicke der in Abb. 29 gezeigten Messung betrug 43 nm.

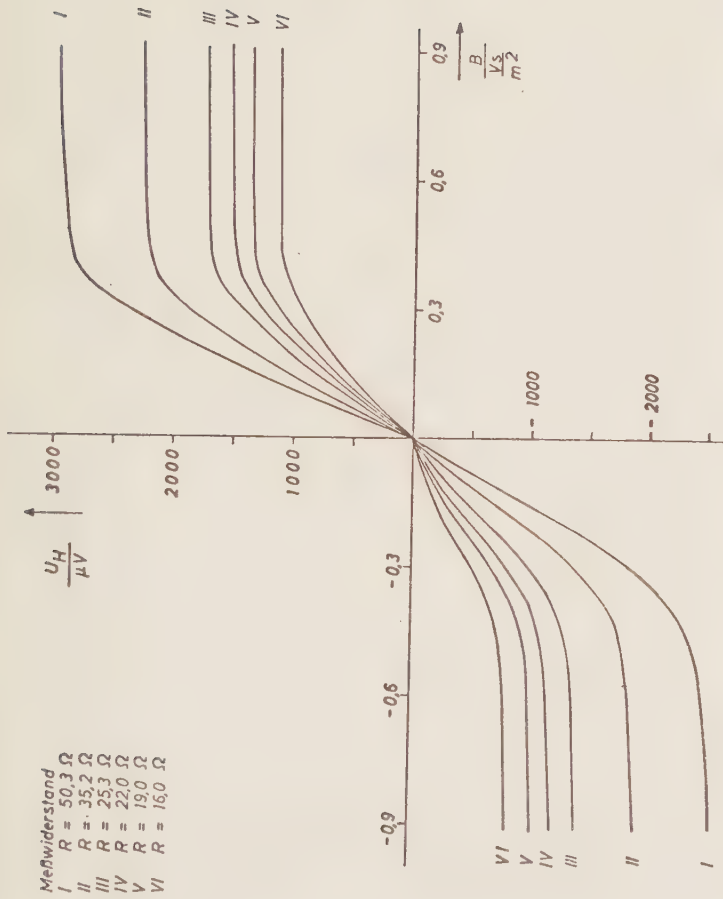


Abb. 27 $U_H = f(B)$, gemessen an diskontinuierlich aufgedampften Mehrlschichtfilmen

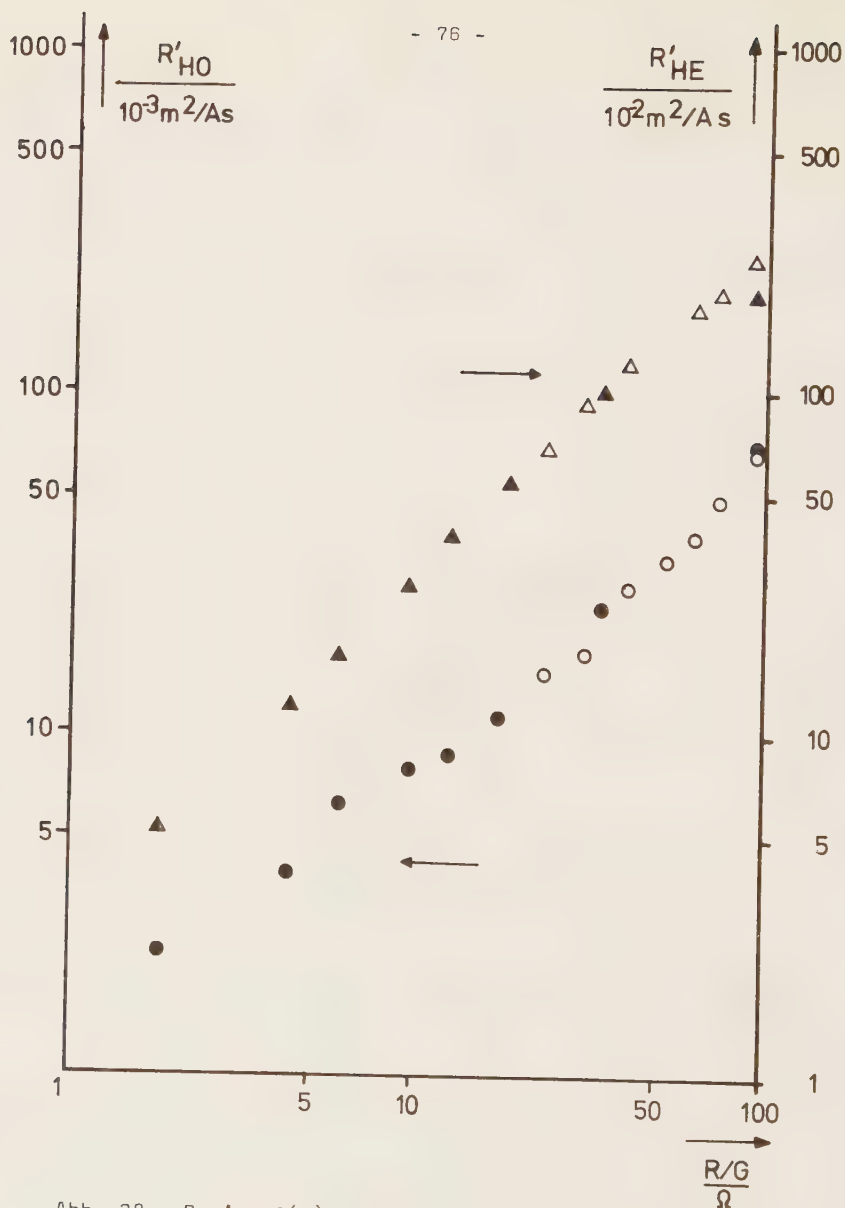


Abb. 28 $R'_{HE} = f(R)$ und $R'_{HO} = f(R)$ für zwei diskontinuierlich aufgedampfte Filme (Δ , $\blacktriangle$ R'_{HE} , $\circ$, $\bullet$ R'_{HO} , $d_{\text{End}} = 8,1$ bzw. 59 nm).

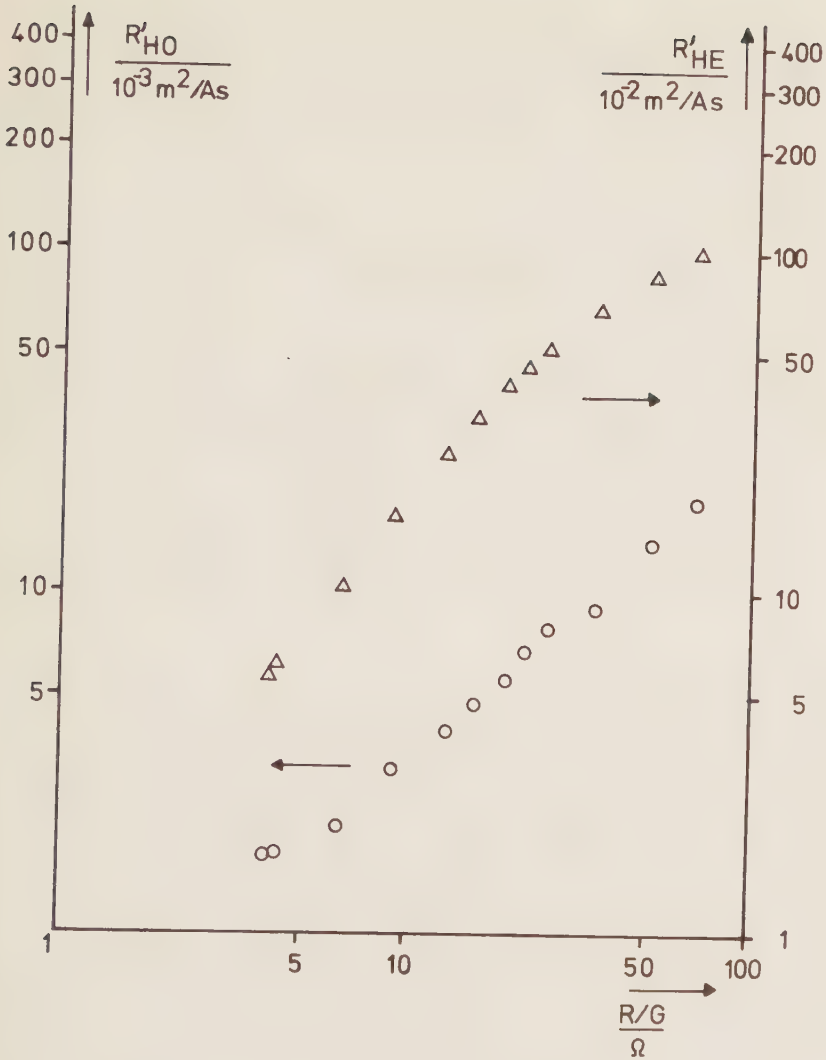


Abb. 29 $R'_{HE} = f(R)$ und $R'_{HO} = f(R)$ für einen diskontinuierlich aufgedampften Film ($R_{HE} : \Delta$, $R_{HO} : \circ$). ($d_{End} = 43 \text{ nm}$).

Zwei weitere unter gleichen Bedingungen durchgeführten Meßreihen sind graphisch nicht dargestellt, ergaben aber entsprechende Resultate. Für die bei den einzelnen Meßreihen erreichten End-Schichtdicken ließen sich die R_{HE} -Werte berechnen. Sie sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Tabelle 3: Die Werte für R_{HE} und R_{HO} , berechnet mit den Endschichtdicken der diskontinuierlich aufgedampften Mehrfachfilme.

Zahl der Aufdampf- zyklen	Endschichtdicke d nm	R_{HE}	R_{HO}
		$10^{-11} \frac{m}{As}$	$10^{-11} \frac{m}{As}$
7	8 (Abb. 28 Δ, o)	543	12
6	39,5	386	7,7
12	43 (Abb. 29)	247	7,25
8	59 (Abb. 28 ▲, ●)	305	13
8	113	135	13

Die Werte liegen höher als bei den nach den in dieser Arbeit üblichen Herstellungsbedingungen erzeugten Filmen und sind weniger schichtdickenabhängig, wie die Tabelle 3 erkennen läßt. Ein Vergleich der Abb. 28 und 29 zeigt, daß die R_{HE} -Werte stark von der Zahl der Aufdampfzyklen abhängen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind deshalb nicht eindeutig miteinander vergleichbar. Hier spielen mehrere Faktoren eine Rolle, deren Einfluß, wie im Abschn. 5.3.1.1. gezeigt wird, nicht sicher abgeschätzt werden kann. Diese Untersuchungen ergeben aber eindeutig, daß sich der außerordentliche Hall-Koeffizient kontinuierlich mit der Schichtdicke ändert, wie auch aus den Abb. 28 und 29 hervorgeht.

Damit stehen die Meßergebnisse dieser Arbeit bezüglich $R_{HE} = f(d)$ im Widerspruch zu den Ergebnissen von Schneck /49, 3/. Während sich hier für alle Meßbedingungen eine kontinuierliche Abhängigkeit des außerordentlichen Hall-Koeffizienten von der Schichtdicke ergibt, erhält Schneck Oszillationen. Außer dem Verlauf sind auch die Absolutwerte für R_{HE} in beiden Arbeiten unterschiedlich, etwa um einen Faktor 5. Dies ist Überraschend, da beide Untersuchungen an der gleichen Apparatur, mit der gleichen Elektronik und nach dem gleichen Verfahren durchgeführt wurden. Eine mögliche Erklärung für einen Teil dieser Diskrepanzen könnte die unterschiedliche Auswertmethode sein. Da Schneck seine Werte für R_{HE} aus der Steigung nur eines Kurvenzweiges berechnet, wird die Asymmetrie der Kurven vernachlässigt. Außerdem wirkt sich bei seiner Methode die Tatsache, daß die Werte für B_S' kleiner sind als Sättigungsmagnetisierung B_S dahingehend aus, daß höhere R_{HE} -Werte resultieren. Dennoch sind auch unter Berücksichtigung dieser Argumente die Unterschiede in den Meßergebnissen noch nicht erklärbar.

5.3.1.1. Diskussion

Die erste theoretische Untersuchung des außerordentlichen Hall-Effekts wurde von Karplus und Luttinger /135/ durchgeführt. Bei ihren Berechnungen verwendeten sie folgendes Modell. Der Ferromagnet besteht aus einem Gas von Ladungsträgern, die sich frei im periodischen Potential unmagnetischer Ionen bewegen. Es sollen mehr Ladungsträger mit "spin up" als mit "spin down" vorhanden sein. Diese, von der Temperatur abhängige, unterschiedliche Besetzungswahrscheinlichkeit der Spin-Zustände ist der Grund für die spontane Magnetisierung bei den Ferromagneten. Weiterhin sind in diesem Modell sowohl für die elektrischen als auch für die magnetischen Eigenschaften die gleichen beweglichen Ladungsträger verantwortlich. Unter der Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes bewegen sich die Ladungsträger, sie sind dabei einer Spin-Bahn-Wechselwirkung zwischen ihren

Spins und ihren Bahndrehimpulsen ausgesetzt. Dies ergibt wegen der unterschiedlichen Besetzung der "spin up"- und "spin-down"-Zustände einen Transversalstrom, der nach Karplus-Luttinger die richtige Größenordnung hat, um damit den außerordentlichen Hall-Effekt erklären zu können. Aus der Theorie ergibt sich für den spontanen Hall-Koeffizienten R_{HS}

$$R_{HS} \sim \rho^2 \quad (25)$$

Von Smit /136/ wurde an der Karplus-Luttinger-Theorie kritisiert, daß ein periodisches Potential, wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung, keine Streuung und damit keinen Strom senkrecht zum angelegten elektrischen Feld verursachen kann. Smit nimmt an, daß Verunreinigungen die Periodizität des Spin-Bahn-Feldes stören. In der Nachbarschaft dieser Verunreinigungen wirkt eine Kraft auf die Ladungsträger, durch die sie asymmetrisch gestreut werden bezüglich einer Ebene, die durch die Bewegungs- und Spindrehung definiert ist. Diese Streuung, Smit nennt sie "skew-Streuung", ist die Ursache für den Hall-Strom. Jedoch auch die Streuung am Gitter liefert einen Beitrag, und für Temperaturen über der Debye-Temperatur erhielt auch Smit eine ρ^2 -Abhängigkeit.

In einer späteren Veröffentlichung fand Luttinger /137/ für den Beitrag, den die Streuung an Verunreinigungen am absoluten Nullpunkt liefert:

$$R_{HS} = a \rho_0 + b \rho_0^2 \quad (T = 0 \text{ K}) \quad (26)$$

wobei a und b Konstante sind und ρ_0 der Restwiderstand der Legierung.

Neben den Elektronen des d-Bandes wurden von Strachan und Murray /138/ auch die s-Elektronen berücksichtigt. Sie erhielten folgende Abhängigkeit

$$R_{HS} \sim \frac{\rho^2}{M_S} \quad (27)$$

(M_S Sättigungsmagnetisierung)

Weitere Arbeiten existieren noch von Irkhin und Shavrov /139/ und Berger /140/, sie berechneten die Temperaturabhängigkeit von R_{HS} für Phononenstreuung und fanden ebenfalls $R_{HS} \sim \rho^2$. Gurevich und Yassievich /141/ berücksichtigen beide Streuungen und erhielten als Grenzfälle für sehr hohe bzw. sehr niedrige Temperaturen die Ergebnisse aus Gleichung (25) und (26).

Kondorskii /43/ weist darauf hin, daß in den bisherigen Theorien jedem "magnetischen" Elektron das gleiche magnetische Moment m_z in Richtung der mittleren Magnetisierung zugewiesen wird. Das heißt, es wird nicht berücksichtigt, daß die für den Ferromagnetismus verantwortliche Austausch-Wechselwirkung die Verteilung bezüglich der beiden Spin-Richtungen energetisch aufspaltet. Die beweglichen Ladungsträger mit "spin up" (Richtung von m_z entgegengesetzt der Magnetisierung) besetzen deshalb im ferromagnetischen Zustand auf der Fermi-Oberfläche andere Energieflächen als die Ladungsträger mit "spin down". Wenn die Energieaufspaltung vergleichbar wird mit der Energielücke im nichtferromagnetischen Zustand, muß zwischen den elektron- und lochartigen Ladungsträgern unterschieden werden. Um die Eigenschaften der beiden Spin-Flächen berücksichtigen zu können, muß die Fermi-Oberfläche des Metalls bekannt sein. Unter Berücksichtigung der Energieaufspaltung erhält Kondorskii folgenden Ausdruck für den spontanen Hall-Koeffizienten

$$R_{HS} = \frac{K}{\mu_0 M_S \sigma^2} \sum J_n^y = \frac{K \rho^2}{\mu_0 M_S} \sum J_n^y \quad (28)$$

wobei M_S die Sättigungsmagnetisierung und J_n^y die Stromdichte der n-ten Spinzone in y-Richtung ist.

Der Ansatz von Kondorskii scheint bei Kenntnis der Fermi-Oberfläche des entsprechenden Metalls das richtige Vorzeichen der außerordentlichen Hall-Konstanten zu liefern. Für Eisen und Nickel erhält man wie im Experiment einen positiven bzw. negativen Hall-Koeffizienten.

Um die Theorie, in der noch keine Schichtdickenabhängigkeit berücksichtigt ist, mit den gemessenen Werten zu vergleichen, wurde für jeden einzelnen Film $(\log R_{HE}/\log \rho)$ berechnet, wofür nach den Aussagen in den Gleichungen (25), (27) und (28) der Wert 2 resultieren sollte.

In Tabelle 4 sind die erhaltenen Mittelwerte für die drei untersuchten Meßbedingungen (Abb. 25 und 26) eingetragen.

Tabelle 4: Mittelwerte von $(\log R_{HE}/\log \rho)$ und $(\log R_{HS}/\log \rho)$ im Schichtdickenbereich $7 \text{ nm} < d < 110 \text{ nm}$ (R_{HE} in $10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ und ρ in $\mu\Omega\text{cm}$).

Meßbedingung	$\frac{\log R_{HE}}{\log \rho}$	$\frac{\log R_{HS}}{\log \rho}$
AT 320 K		
TT 360 K	$1,71 \pm 0,06$	$1,69 \pm 0,06$
MT 288 K		
AT 300 K		
TT 288 K	$2,05 \pm 0,06^*$	$2,05 \pm 0,06^*$
MT 288 K		
AT 82 K		
TT 360 K	$1,69 \pm 0,1$	$1,67 \pm 0,08$
MT 288 K		
	ohne Berücksichtigung der Schichten mit $d < 10 \text{ nm}$	ohne Berücksichtigung der Schichten mit $d < 10 \text{ nm}$
	$1,72 \pm 0,05$	$1,71 \pm 0,05$

an Luft gemessen

Wie man den Werten in Tabelle 4 entnehmen kann, gilt nur bei den an Luft gemessenen Schichten $R_{HE} \sim \rho^2$ bzw. $R_{HS} \sim \rho^2$. Bei den beiden anderen Aufdampfbedingungen ergibt sich $R_{HE} \sim \rho^{1,7}$ bzw. $R_{HS} \sim \rho^{1,7}$. Ähnliches Verhalten wurde auch von anderen Autoren /88, 142/ gefunden, jedoch bei einer anderen Versuchsdurchführung. Es wurden kompakte Proben verwendet und die Temperatur variiert. Lavine /88/ fand dabei für Proben mit 99,9 Ni im Hochtemperaturbereich ($T \sim 650$ K) $R_{HS} \sim \rho^{1,97}$, im mittleren Temperaturbereich ($T \sim 290 - 450$ K), der diesen Untersuchungen entspricht, $R_{HS} \sim \rho^{1,7}$ und im Tieftemperaturbereich ($T \sim 77$ K) $R_{HS} \sim \rho^{1,1}$. Während Lavine jedoch für Proben mit höherem Verunreinigungsgrad einen kleineren Exponenten findet, ergibt sich in dieser Arbeit für die an Luft gemessenen Filme etwa $R_{HE} \sim \rho^2$, d. h. einen größeren.

Die Meßergebnisse sind damit bis zu Schichtdicken von etwa 10 nm in guter Übereinstimmung mit den am kompakten Material erhaltenen Ergebnissen. Für Filme unterhalb $d = 10$ nm ergeben sich für $(\log R_{HE} / \log \rho)$ Werte von etwa 1,6.

Mit den gleichen Voraussetzungen, wie sie in der Weglängentheorie zur Berechnung der Schichtdickenabhängigkeit des Widerstandes verwendet werden, hat Sondheimer /69/ auch die Abhängigkeit der Hall-Konstanten von der Schichtdicke zu berechnen versucht. Aus der Sondheimer-Theorie lassen sich zwei Näherungsformeln ableiten:

$$d \gg l_0 : R_H \sim R_{H_\infty} \quad (29 a)$$

$$\left. \begin{array}{l} d \ll l_0 \\ p < 1 \end{array} \right\} R_H = R_{H_\infty} \cdot \frac{4}{3} \frac{1-p}{1+p} \frac{l_0/d}{(\ln l_0/d)^2} \quad (29 b)$$

Aus der exakten Sondheimer-Funktion ergeben sich mit der Bedingung $\omega_c \tau > 1$ die bekannten Sondheimer-Oszillationen für die Hall-Konstante, sowohl in Abhängigkeit vom Magnetfeld als auch von der Schichtdicke. Da bei den hier durchgeführten Experimenten die Bedingung $\omega_c \tau > 1$ nicht erfüllt ist, spielen sie hier keine Rolle.

Zum Vergleich mit dem Experiment sind beide Gleichungen (29 a und b) ungeeignet, weil weder die Bedingung $d \gg l_0$, noch die Bedingung $d \ll l_0$ erfüllt ist. Da wie oben gezeigt wurde, ein Zusammenhang zwischen R_{HE} und p besteht, scheint es sinnvoller zu sein, die Gleichungen (25) und (18) zu kombinieren:

$$\begin{aligned}\sqrt{R_{HE}} &= \sqrt{R_{HE\infty}} \left(1 + K (1-p) \frac{l_0}{d}\right) \\ R_{HE} &= R_{HE\infty} \left\{1 + 2 K (1-p) \frac{l_0}{d} + \left(K (1-p) \frac{l_0}{d}\right)^2\right\}\end{aligned}\quad (30)$$

Für große Schichtdicken kann das quadratische Glied vernachlässigt werden /52/, und man erhält

$$R_{HE} = R_{HE\infty} \left(1 + 2 K (1-p) \frac{l_0}{d}\right) \quad (31)$$

Anstelle der von der Theorie geforderten Beziehung $R_{HE} \sim p^2$ sollte bei den hier untersuchten Filmen gemäß Tabelle 3 die Beziehung $R_{HE} \sim p^{1,7}$ bessere Ergebnisse liefern. In diesem Fall wäre der Ausdruck

$$R_{HE}^{1/1,7} = R_{HE\infty}^{1/1,7} \left(1 + K (1-p) \frac{l_0}{d}\right) \quad (32)$$

auszuwerten. Durch eine Auftragung $R_{HE}^x = f(1/d)$, mit $x = 0,5, 1$ oder $0,59$, je nachdem welche der obigen Gleichungen verwendet wird, kann $R_{HE\infty}$ und $K (1-p) l_0$ aus der Steigung und dem Achsenabschnitt bestimmt werden.

In Abb. 30 sind die drei Möglichkeiten dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengefaßt, wobei für k (vgl. Abschn. 5.1.1.) der Wert $0,435$ verwendet wurde. Die beiden ersten Zeilen beziehen sich auf die graphisch nicht dargestellten Versuchsreihen mit AT 320 K und AT 300 K (an Luft gemessen).

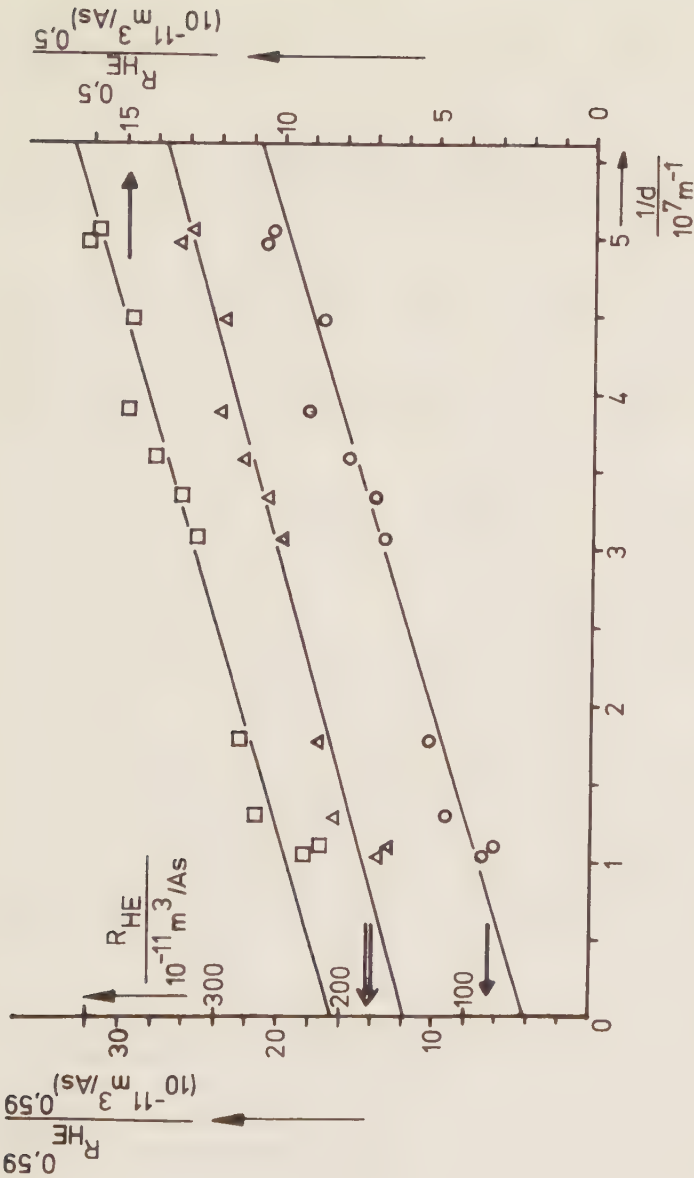


Abb. 30 $R_{HE}^x = f(\frac{1}{d})$: □ nach Gleichung (30), o nach Gleichung (31), Δ nach Gleichung (32)

Tabelle 5: Werte für R_{HE} und $(1-p) l_o$ aus den Auftragungen
 $R_{HE}^x = f(1/d)^\infty$.

Meßbe- dingung	Gleichung (30)		Gleichung (31)		Gleichung (32)	
	R_{HE_∞}	$(1-p)l_o$	R_{HE_∞}	$(1-p)l_o$	R_{HE_∞}	$(1-p)l_o$
	$10^{-11} \frac{m^3}{As}$	nm	$10^{-11} \frac{m^3}{As}$	nm	$10^{-11} \frac{m^3}{As}$	nm
AT 320 K						
TT 360 K	70,9	35,7	38,8	109,6	66,7	47,7
MT 288 K			(68,0)	(52,8)		
AT 300 K						
TT 288 K	197,8*	36,4*	93,4*	138,7*	184,9*	49,3*
MT 288 K			(184,8)	(50,9)		
AT 82 K						
TT 360 K	69,9	41,4	56,0	78,2	68,0	53,2
MT 288 K			(60,7)	(66,7)		

* an Luft gemessen

Vergleicht man die erhaltenen $(1-p) l_o$ -Werte mit denen aus der Auswertung des spezifischen Widerstandes, so sieht man, daß für die unter Vakuum gemessenen Versuchsreihen mit der Auswertung nach Gleichung (32) eine gute Übereinstimmung erzielt wird. Bei den an Luft gemessenen Versuchen wird mit Gleichung (30) die bessere Übereinstimmung der $(1-p) l_o$ -Werte erreicht. Die Auswertung mit Gleichung (31) ergibt in beiden Fällen die größten Abweichungen. Dies trifft vor allem auf die Versuchsreihen mit AT 320 K und AT 300 K (an Luft gemessen) zu, da hier nur Meßpunkte bis zu relativ geringen Schichtdicken vorliegen. Bei der Auswertung zeigte sich, daß mit Gleichung (31) ähnliche Werte für R_{HE} und $(1-p) l_o$ erhalten werden, wie mit den Gleichungen (30) und (32), wenn man nur Schichten mit $d > 25$ nm berücksichtigt. Diese Werte sind in Tabelle 5 in Klammern angegeben.

Die durchgezogenen Kurven in den Abb. 25 und 26 für die Aufdampftemperaturen 82 K und 300 K (an Luft gemessen) sind mit den Daten aus Spalte 3 bzw. 1 (Tabelle 5) berechnet.

Die Kurven für die Messungen mit AT 320 K sind mit den eigenen Daten und mit dem Datensatz aus der Meßreihe mit AT 82 K berechnet (Spalte 3, Tabelle 5).

Wie die Abb. 25 und 26 zeigen, werden die Meßpunkte gut durch die Näherungsfunktionen (30 - 32) beschrieben. Bei Verwendung der dem Problem angepaßten Gleichungen (30) und (32) können Schichten bis herab zu $d \sim 15$ nm berücksichtigt werden. Erfolgt die Auswertung mit Gleichung (31), so muß man sich auf die Filme mit $d > 25$ nm beschränken.

Wie bereits bei der Diskussion der Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes dargelegt wurde, führen die Werte von $(1-p) l_0$ zu einem negativen p -Wert. Das deutet darauf hin, daß die Schichtdickenabhängigkeit durch eine Beziehung $(1+K 1/d)$ gut wiedergegeben wird; die Bedeutung der Konstanten K jedoch theoretisch nicht sicher untermauert ist.

Ausgezeichnet ist die Übereinstimmung der $R_{HE\infty}$ -Werte mit Literaturdaten für das kompakte Nickel. Für reines Nickel werden Werte von etwa $R_{HE\infty} = 60 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ bis $R_{HE\infty} = 130 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ angegeben. Während sich bei den Widerstandsmessungen größere Abweichungen vom Wert des kompakten Nickels ergeben haben, stimmen die Hall-Effekt-Daten gut überein.

Dies läßt darauf schließen, daß die Abweichung der Meßgrößen vom kompakten Material kein reiner Teilchengrößeneffekt ist. Während die Schichtdickenabhängigkeit für die außerordentliche Hall-Konstante und für den spezifischen Widerstand annähernd die gleiche ist, werden die Absolutwerte beider Größen unterschiedlich beeinflusst, d. h. die Schichtdicke ist nicht allein entscheidend. Damit ist es nicht verwunder-

lich, wenn Gleichung (18), in der nur die Schichtdickenabhängigkeit berücksichtigt wird, die Effekte bei kleinen Schichtdicken nur ungenügend beschreibt. Das Verhalten der untersuchten Größen bei abnehmender Schichtdicke wird weitgehend auch beeinflusst durch Verunreinigungen und Störstellen, die anscheinend sehr unterschiedlich auf die einzelnen Meßgrößen wirken. Dies sieht man deutlich am Ergebnis, das für die diskontinuierlich aufgedampften Mehrfachfilme erhalten wurde. Während sich bei diesen Messungen der Widerstand ähnlich verhält, wie bei den in üblicher Weise hergestellten Filmen, ändert sich der außerordentliche Hall-Koeffizient. Er ist bei den dickeren Mehrfachfilmen etwa doppelt so groß wie bei den auf einmal aufgedampften Filmen vergleichbarer Dicke. Durch das sukzessive Aufdampfen werden wesentlich mehr Verunreinigungen und Störstellen eingebaut. Sie haben offensichtlich auf den Widerstand nur geringen Einfluß, während sie die Hall-Konstante stärker beeinflussen.

5.3.2. Ordentlicher Hall-Effekt

In den Abb. 31 und 32 ist der ordentliche Hall-Koeffizient R_{HO} in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufgetragen. Die beiden Abb. zeigen die Ergebnisse für verschiedene Aufdampf- und Meßbedingungen. Angaben hierzu finden sich in den Abbildungs-Legenden. Unabhängig von den Herstellungsbedingungen der Filme, zeigt sich wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten eine ausgeprägte Schichtdickenabhängigkeit. Für Filme mit Schichtdicken unter 20 - 30 nm steigt R_{HO} je nach Aufdampfbedingung deutlich an. Wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten, ergeben sich auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten etwa die gleichen Ergebnisse für die beiden unter Vakuum gemessenen Versuchsreihen, trotz unterschiedlicher Aufdampftemperatur (Abb. 31 und 32 Δ).

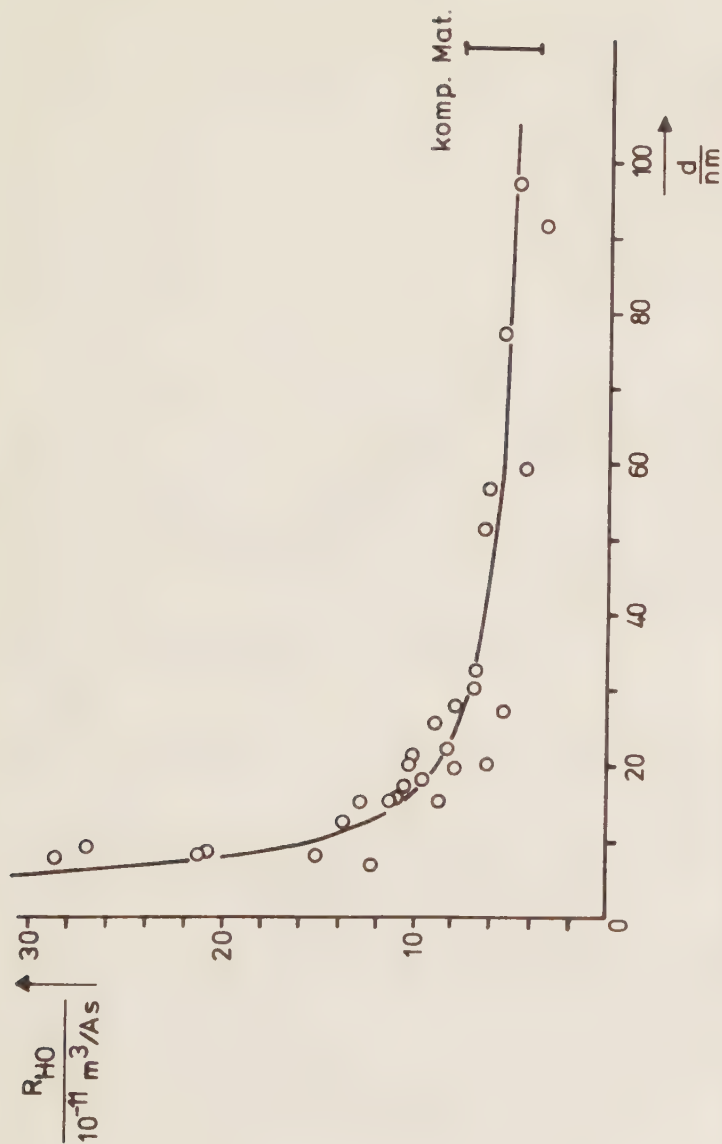


Abb. 31 Ordentlicher Hall-Koeffizient R_{HO} in Abhängigkeit von der Schichtdicke d (AT 82 K, IT 360 K, MT 288 K).

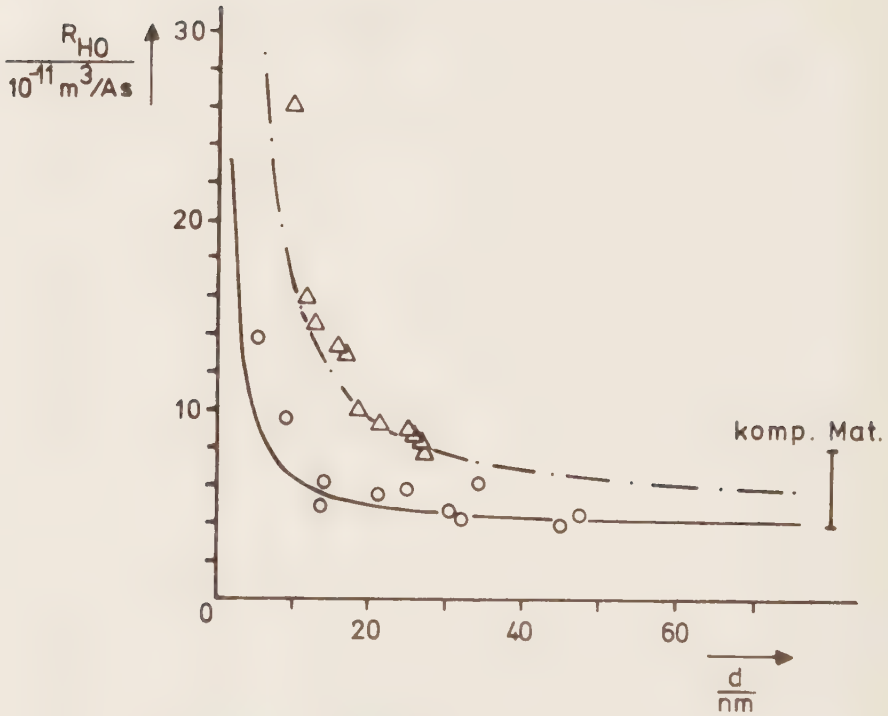


Abb. 32 Ordentlicher Hall-Koeffizient R_{H0} in Abhängigkeit von der Schichtdicke d
 (Δ : AT 320 K, TT 360 K, MT 288 K,
 o : AT 300 K, TT 288 K, MT 288 K, an Luft gemessen).

Die Werte der ordentlichen Hall-Koeffizienten für die an Luft untersuchten Filme liegen etwas tiefer, die Schichtdickenabhängigkeit aber ist etwa die gleiche wie bei den anderen Versuchsbedingungen (Abb. 32 o). Wie Abb. 31 zeigt, nähern sich die Werte für den ordentlichen Hall-Koeffizienten bei zunehmender Schichtdicke dem Wert des kompakten Materials /35, 40/. Da die gefundenen Werte mehr an der unteren Grenze der Literaturwerte für das kompakte Nickel liegen, kann mit Sicherheit ausgeschlossen werden, daß der ordentliche Hall-Koeffizient noch im Übergangsbereich zur Sättigung gemessen wurde. In diesem Fall müßten sich wesentlich größere R_{HO} -Werte ergeben.

Der Kurvenverlauf ist glatt mit einem steilen Anstieg bei kleinen Schichtdicken. Eine vergleichbare Abhängigkeit des ordentlichen Hall-Koeffizienten von der Filmdicke wurde auch von anderen Autoren gefunden /5, 58, 132, 143/. Auch bei anderen Metallen und Legierungen wurden gleiche Ergebnisse erhalten, für NiTe von Dua /134/, für Kupfer von Chopra /144/ und Wiebauer /2/. Vautier /133/ fand bei Eisen einen Peak bei etwa 20 nm, sowohl an ungetemperten als auch an getemperten Filmen. Beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten trat der Peak nur an ungetemperten Filmen auf.

Die zur weiteren Prüfung der Schichtdickenabhängigkeit durchgeführten Messungen an diskontinuierlich aufgedampften Mehrfachfilmen sind bereits in Abschn. 5.3.1. beschrieben, siehe auch Abb. 27 bis 29. Für diese und zwei weitere Meßreihen ließen sich die ordentlichen Hall-Koeffizienten für die maximale Schichtdicke berechnen. Tabelle 5 zeigt die Ergebnisse.

Diese Werte liegen, wie auch schon beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten, über denen, die bei anderer Herstellungsbedingung gefunden wurden (s. Abb. 31). Außerdem zeigt R_{HO} keine Schichtdickenabhängigkeit. Dies und die zu hohen Werte deuten darauf hin, daß bei diesen Filmen neben der Schichtdicke andere Faktoren eine entscheidende Rolle spielen.

Vermutlich sind die vermehrt eingebauten Verunreinigungen die Hauptursache für das abweichende Verhalten. Eindeutiges Ergebnis dieser Messungen ist, in Übereinstimmung mit Abb. 31, daß sich der ordentliche Hall-Koeffizient kontinuierlich mit der Schichtebene ändert, wenn man jeweils einen Mehrfachfilm für sich betrachtet.

Damit sind auch die Aussagen bezüglich der Schichtdickenabhängigkeit des ordentlichen Hall-Koeffizienten im Widerspruch zu den Ergebnissen von Schneck /3, 49/. Ebenso wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten kann keine plausible Erklärung für diese Diskrepanzen gefunden werden. Einziger Unterschied ist, daß Schneck nur einen Kurvenast auswertete, während in dieser Arbeit beide berücksichtigt werden. Dies jedoch erklärt weder die von Schneck beobachteten Oszillationen, noch die sehr hohen Absolutwerte in seiner Arbeit.

5.3.2.1. Diskussion

Zur Auswertung des ordentlichen Hall-Koeffizienten stehen zwei theoretisch begründete Gleichungen zur Verfügung.

Für $d \ll l_0$ erhielt Sondheimer /69/:

$$R_{HO} = R_{HO\infty} \frac{4}{3} \frac{1-p}{1+p} \frac{l_0/d}{(\ln l_0/d)^2} \quad (29 \text{ b})$$

Auf denselben Voraussetzungen fußend leitete Tellier /145/ folgende Beziehung ab:

$$R_{HO} = R_{HO\infty} \frac{B}{A^2 + \alpha^2 B^2} \quad (33)$$

mit

$$A_{\alpha \rightarrow 0} \sim \frac{3}{2} \left\{ -\frac{1}{2}\mu + \mu^2 + \mu(1-\mu^2) \ln(1+\mu^{-1}) \right\}$$

$$B_{\alpha \rightarrow 0} \sim \frac{3}{2}\mu \left\{ 1 - 2\mu + 2\mu^2 \ln(1+\mu^{-1}) \right\}$$

$$\alpha = \frac{l_0}{|r|} \quad r \quad \text{Zyklotronradius}$$

$$\mu = \frac{k}{1-p} \quad , \quad k = \frac{d}{l_0}$$

Auf die Angabe der Ausdrücke für A und B ohne die Bedingung $\alpha \rightarrow 0$ soll hier verzichtet werden. Mit Gleichung (33) lassen sich weder mit den angegebenen Werten für A und B, noch mit den exakten, die Meßwerte auch nur annähernd beschreiben bei sinnvoller Wahl der Parameter. Deshalb soll hier nur Gleichung (29 b) näher untersucht werden. Die Gleichung kann umgeschrieben werden in:

$$(\ln l_0 - \ln d)^2 = \frac{4}{3} R_{H0\infty} l_0 \frac{1-p}{1+p} \frac{1}{R_{H0} d}$$

$$\ln d = -\frac{2}{3} \sqrt{3} (R_{H0\infty} l_0 \frac{1-p}{1+p})^{0,5} (R_{H0} d)^{-0,5} + \ln l_0 \quad (34)$$

Um zu prüfen, bis zu welchen Schichtdicken die Bedingung $d \ll l_0$ erfüllt ist, eignet sich die Auftragung $\ln d = f (R_{H0} d)^{-0,5}$. In Abb. 33 ist dies für die Meßreihe mit AT 82 K durchgeführt.

Wenn man in Abb. 33 die beiden mit Pfeilen gekennzeichneten Punkte, die offensichtlich Ausreißer sind (vgl. Abb. 31), nicht berücksichtigt, so würde man bei Schichtdicken unter 20 nm eine positive Steigung erhalten. Gemäß Gleichung (29 b) müßte die Steigung jedoch negativ sein, dies läßt sich nur unter Berücksichtigung der Meßpunkte an dickeren Filmen erreichen.

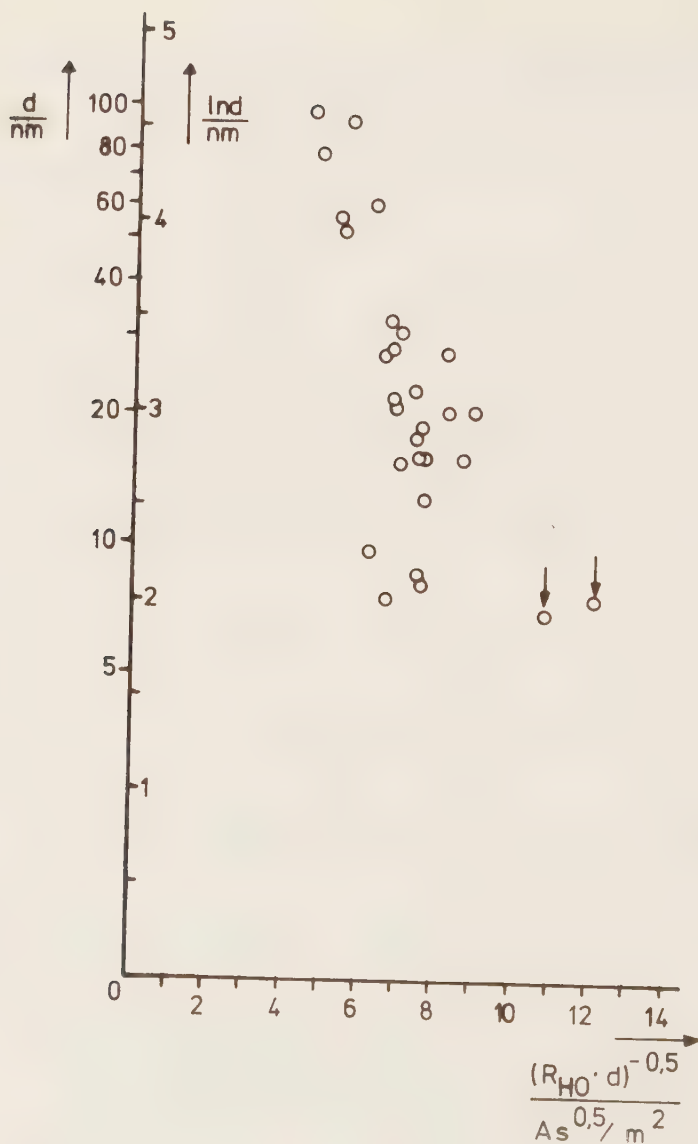


Abb. 33 $\ln(d) = f(R_{HO} d)^{-0.5}$ für Filme mit AT 82 K, TT 360 K

Zur Auswertung der Schichtdickenabhängigkeit von R_{HO} ist damit Gleichung (29 b) nicht geeignet. Dies ist nicht Überraschend, da, wie von Wedler /146/ gezeigt wurde, die Näherungsfunktion des spezifischen Widerstandes für kleine Schichtdicken bereits für $d/l_0 \sim 0,1$ stark von der exakten Funktion abweicht. Demgegenüber ist die Abweichung der Näherungsfunktion für große Schichtdicken, Gleichung (18), von Werten von $d/l_0 \sim 0,1$ ab vernachlässigbar. Da die Näherungsfunktion der Hall-Konstanten für $d \ll l_0$ bis auf das Glied $\ln (l_0/d)^{-1}$ die gleiche ist wie die für den spezifischen Widerstand, kann man für sie ähnliche Abweichungen erwarten.

Bei der Auswertung der außerordentlichen Hall-Konstanten hatte sich gezeigt, daß die Schichtdickenabhängigkeit gut durch eine Funktion der Form $f = (1+K/d)$ beschrieben wird. Da der Kurvenverlauf $R_{HO} = f(d)$ ähnlich ist wie bei $R_{HE} = f(d)$, sollte auch R_{HO} mit obiger Funktion auswertbar sein.

Wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten wurde deshalb auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten geprüft, ob ein Potenzgesetz zwischen R_{HO} und dem spezifischen Widerstand besteht. Dies ist tatsächlich der Fall, wie die Ergebnisse in Tabelle 6 zeigen.

Tabelle 6: Mittelwerte von $\log (100 R_{HO})/\log \rho$ für die verschiedenen Meßreihen.

Meßbedingung	$\frac{\log (100 R_{HO})}{\log \rho}$
AT 320 K, TT 360 K, MT 288 K	$2,13 \pm 0,09$
AT 300 K, TT 288 K, MT 288 K	$2,0 \pm 0,11^*$
At 82 K, TT 360 K, MT 288 K	$2,17 \pm 0,09$

* an Luft gemessen

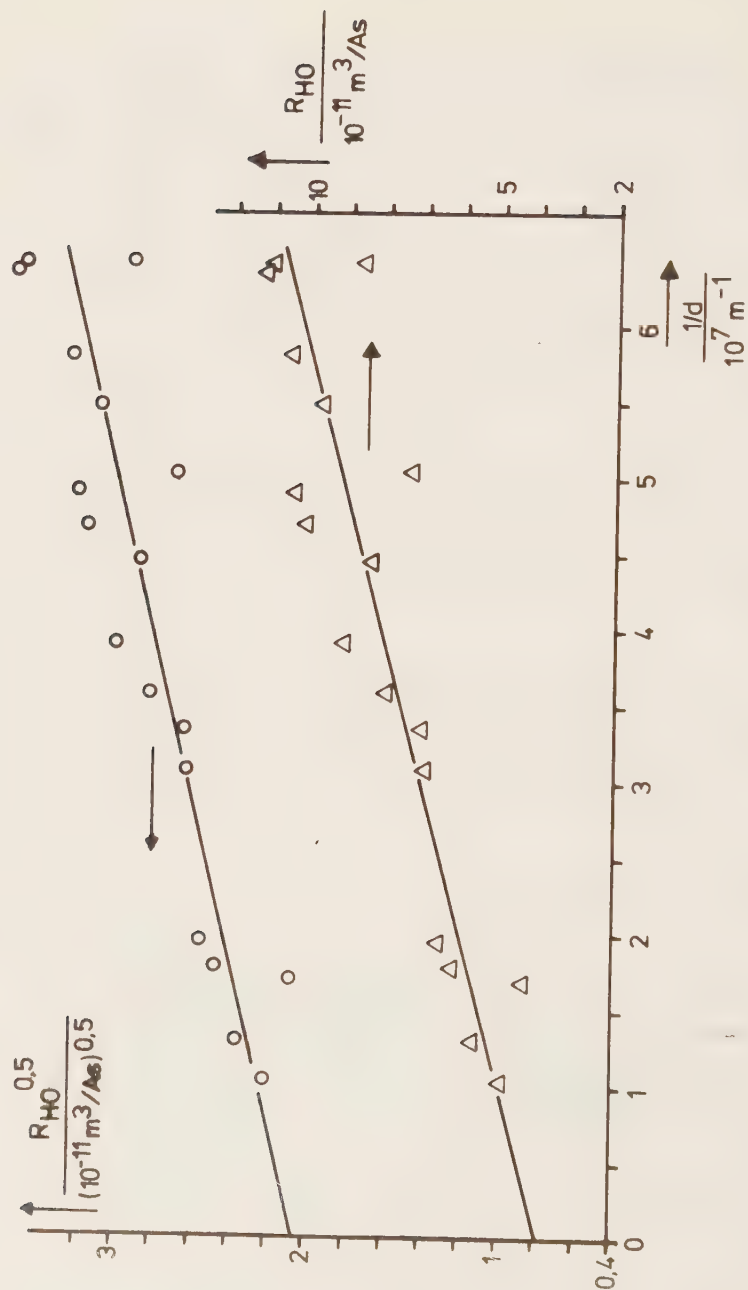


Abb. 34 Δ : $R_{HO} = f(1/d)$ und $\circ$: $\sqrt{R_{HO}} = f(1/d)$ für Filme mit AT 82 K, TT 360 K und MT 288 K

Zur Untersuchung, ob die Schichtdickenabhängigkeit der ordentlichen Hall-Konstanten besser durch eine Gleichung der Form /147/

$$\frac{A}{A_{\infty}} = (1 + K_1 \frac{1}{d}) \quad (35)$$

oder

$$(\frac{A}{A_{\infty}})^x = (1 + K_2 \frac{1}{d}) \quad (36)$$

beschrieben wird, eignen sich wieder die Auftragungen $A = f(1/d)$ bzw. $A^x = f(1/d)$.

In Abb. 34 ist sowohl $R_{HD} = f(1/d)$ als auch $\sqrt{R_{HD}} = f(1/d)$ dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengefaßt, die ersten beiden Zeilen beziehen sich auf die graphisch nicht dargestellten Versuchsreihen mit AT 320 K und AT 300 K (an Luft gemessen).

Tabelle 7: Werte für $R_{HD\infty}$, K_1 , K_2 und die daraus mit $k = 0,435$ berechneten $(1-p)l_0$ -Werte aus den Auftragungen $R_{HD}^x = f(1/d)$.

Meßbe- dingung	Gleichung (35)			Gleichung (36)		
	$\frac{R_{HD\infty}}{10^{-11} \frac{m}{As}}$	$\frac{K_1}{nm}$	$\frac{(1-p)l_0}{nm}$	$\frac{R_{HD\infty}}{10^{-11} \frac{m}{As}}$	$\frac{K_2}{nm}$	$\frac{(1-p)l_0}{nm}$
AT 320 K						
TT 360 K						
MT 288 K	3,6	34,1	78,4	4,7	8,8	42,5
AT 300 K						
TT 288 K	3,8*	6,6*	15,2*	3,9*	2,9*	13,3*
MT 288 K						
AT 82 K						
TT 360 K	3,9	26,7	61,4	4,3	9,2	44,4
MT 288 K						

* an Luft gemessen

Die durchgezogenen Kurven in den Abb. 31 und 32 sind mit den Daten, wie sie mit Gleichung (36) erhalten werden, berechnet, siehe Tabelle 7, Spalte 2.

Nach Abb. 34 läßt sich die Schichtdickenabhängigkeit von R_{HO} näherungsweise sowohl durch Gleichung (35) als auch durch Gleichung (36) beschreiben. Das ist nur dann möglich, wenn K_1 oder K_2 oder beide nicht streng schichtdickenunabhängig sind.

Für das schichtdickenabhängige Verhältnis der Konstanten K_1 und K_2 gilt gemäß Gleichung (35) und (36):

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{R_{HO} - R_{HO\infty}}{\sqrt{R_{HO}} - \sqrt{R_{HO\infty}}} \frac{1}{\sqrt{R_{HO\infty}}} \quad (37)$$

Im Schichtdickenbereich $d > 100$ nm wird $K_1/K_2 \sim$ konstant und nimmt für die verschiedenen Versuchsreihen folgende Werte an (berechnet mit Daten aus Tabelle 7, Gleichung (36), $d = 100$ nm).

	$d = 10$ nm	$d = 50$ nm	$d = 100$ nm
AT 320 K	2,9	2,2	2,1
AT 300 K	2,3	2,1	2,0
AT 82 K	2,9	2,2	2,1

Mit der Annahme, daß $K_1 = k (1-p) l_0$, lassen sich daraus die in der letzten Spalte von Tabelle 7 angegebenen $(1-p) l_0$ -Werte berechnen.

Wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten ergibt auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten die Auswertung nach Gleichung (36) die sinnvolleren $(1-p) l_0$ -Werte. Speziell Versuchsreihen, in denen nur Meßpunkte bei geringen Schichtdicken vorliegen, z. B. die Meßreihe mit AT 320 K, können mit Gleichung (36) sicherer ausgewertet werden. Insgesamt ist die Übereinstimmung der $(1-p) l_0$ -Werte aus den Unter-

suchungen des spezifischen Widerstandes und der Hall-Koeffizienten Überraschend gut .

Der Einfluß der Auswertung auf die $R_{HO\infty}$ -Werte ist unbedeutend, hier ergeben sich mit Gleichung (35) und (36) annähernd die gleichen Resultate. Vergleicht man die erhaltenen $R_{HO\infty}$ -Werte in Tabelle 7 mit Meßergebnissen am kompakten Nickel, so fällt auf, daß sie an der unteren Grenze der Literaturwerte liegen. Landolt-Börnstein /40/ gibt für das kompakte Material Werte von $4-13 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ und Hurd /35/ von $4-12,6 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ an.

Vergleicht man die Ergebnisse der verschiedenen Meßreihen, so ist kaum ein Unterschied für die unter Vakuum gemessenen festzustellen. Es scheint, als würden die R_{HO} -Werte der Messung mit AT 320 K minimal höher liegen als die der Messung mit AT 82 K. Dies jedoch kann wegen der Streuung der Meßwerte nicht eindeutig festgestellt werden. Bei Untersuchungen am Kupfer fand Wiebauer /2/ ein gleichartiges Verhalten. Beim Vergleich der an Luft durchgeführten Messungen (Temperaturtemperatur 288 K) mit den Messungen unter Vakuum, Temperaturtemperatur 360 K, fällt auf, daß die R_{HO} -Werte der Messung an Luft niedriger liegen. Demgegenüber sind die R_{HE} -Werte der Messungen an Luft größer als die der anderen beiden Versuchsreihen. Wie in Abschn. 5.2.1. gezeigt wurde, wird bei zunehmender Temperatur der außerordentliche Hall-Koeffizient kleiner und der ordentliche Hall-Koeffizient größer. Dies läßt darauf schließen, daß bei den an Luft untersuchten Filmen die Schichten nicht so gut getempert waren, wie bei den unter Vakuum untersuchten.

Wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten nehmen auch beim ordentlichen Hall-Koeffizienten die diskontinuierlich aufgedampften Filme eine Sonderstellung ein, die Werte liegen ebenfalls deutlich höher. Ursache könnten die vermehrt eingebauten Verunreinigungen und Störstellen sein. Zur genauen Klärung der Gründe für das abweichende Verhalten des Hall-Effekts müßten weitere Untersuchungen an solchen Filmen durchgeführt werden.

5.3.3. Sättigungsmagnetisierung

In Abb. 35 sind die gefundenen Werte für die Sättigungsmagnetisierung B_S' in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufgetragen.

Wie die Abb. 35 zeigt, streuen die Werte sehr stark, es besteht jedoch keine Schichtdickenabhängigkeit. Insgesamt sind die Werte für B_S' deutlich kleiner als beim kompakten Material. Die Gründe für die starke Streuung von B_S' und für das Abweichen vom Wert des kompakten Nickels wurden bereits in Abschn. 5.2.4. und Abschn. 5.2.5. diskutiert. Eine ähnliche Streuung der Sättigungsmagnetisierung ist auch von Gradmann /96/ gefunden worden. Bei ihm jedoch ist der breiten Streuung eine deutlich abnehmende Tendenz der Sättigungsmagnetisierung bei abnehmender Schichtdicke überlagert.

Die Literaturangaben bezüglich der Schichtdickenabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung sind widersprüchlich. Es existieren sowohl Arbeiten, in denen eine Abhängigkeit von der Schichtdicke gefunden wurde, als auch Arbeiten, in denen die Sättigungsmagnetisierung konstant bleibt. Die widersprüchlichen Aussagen sind unabhängig von der Meßmethode und vom untersuchten Metall. Eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung für Schichten mit $d < 10$ nm fanden Gradmann /11, 96/ (Ni, 48 Ni 52 Fe), Crittenden-Hoffmann /148/ (Ni) und Seavey /149/ (80 - 20 FeNi). Eine von der Schichtdicke (bis $d \sim 1$ nm) unabhängige Sättigungsmagnetisierung fanden Neugebauer /150/ (Ni), Craig /151/ (Fe), Liebermann /7/ (Fe), Stünkel /8/ (Fe), Jayaraman /152/ (Ni, Co) und Göpel /97-99/ (Ni). Es scheint aufgrund der neueren Messungen sicher zu sein, daß die Sättigungsmagnetisierung im hier untersuchten Schichtdickenbereich unabhängig ist von der Schichtdicke.

Nur kurz soll auf die theoretischen Ansätze zur Untersuchung der Sättigungsmagnetisierung eingegangen werden. Es sind zwei Gruppen von Arbeiten zu unterscheiden. Sie basieren

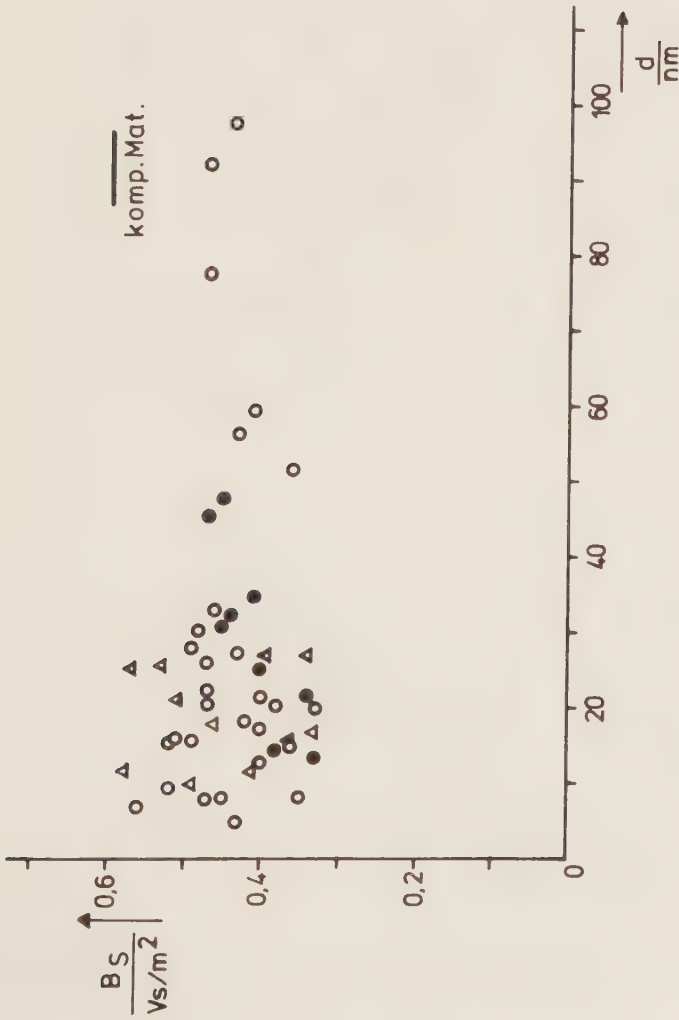


Abb. 35 Sättigungsmagnetisierung B_S in Abhängigkeit von der Schichtdicke (o: AT 82 K, Δ : AT 320 K, $\bullet$: AT 300 K, an Luft gemessen).

entweder auf der Spinwellentheorie (Bloch /153/) oder auf der Molekularfeldtheorie (Heisenberg /154/).

Die Aussage der Blochschen Spinwellentheorie ist, daß Ferromagnetismus auf drei Dimensionen beschränkt ist. Die ersten Arbeiten zur Untersuchung, ab welcher Schichtdicke Abweichungen zum kompakten Material auftreten, stammen von Klein und Smith /155/ und Glass und Klein /156/. Sie erhielten als Ergebnis, daß für Schichten unter 10 nm die Sättigungsmagnetisierung deutlich abnimmt. Eine Weiterentwicklung der Theorie erfolgte von Döring /157/, Abbel /158/ und Jelitto /10/. Auch sie erhielten eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung für Filmdicken unter $d = 10$ nm, jedoch weit schwächer als in den erstgenannten Arbeiten.

Aufbauend auf der Molekularfeldtheorie existieren die Arbeiten von Valenta /159/ und Corciovei /160/. Diese Arbeiten zeigen, daß für Schichten bis zu etwa 3 nm die Sättigungsmagnetisierung sich im Vergleich zum kompakten Material nicht ändert.

5.4. Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung

Einen qualitativen Überblick über die Änderung des Widerstandes bei anliegendem Magnetfeld in Abhängigkeit von der Schichtdicke gibt Abb. 36. Die gezeigten Kurven sind alle mit dem gleichen Verstärkungsfaktor aufgezeichnet, nur die Filmdicke wurde durch wiederholtes Aufdampfen vergrößert.

Man kann in Abb. 36 deutlich erkennen, daß mit zunehmender Schichtdicke (R kleiner) sowohl der Anstieg unter- wie oberhalb der Sättigungsmagnetisierung flacher, d. h. die Widerstandsänderung kleiner wird.

Im folgenden wird zwischen der Änderung des Widerstandes unterhalb der Sättigungsmagnetisierung B_S'' ($\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$),

Meßwiderstand
 I $R = 94,64 \, \Omega$
 II $R = 67,95 \, \Omega$
 III $R = 50,84 \, \Omega$
 IV $R = 37,45 \, \Omega$
 V $R = 24,17 \, \Omega$

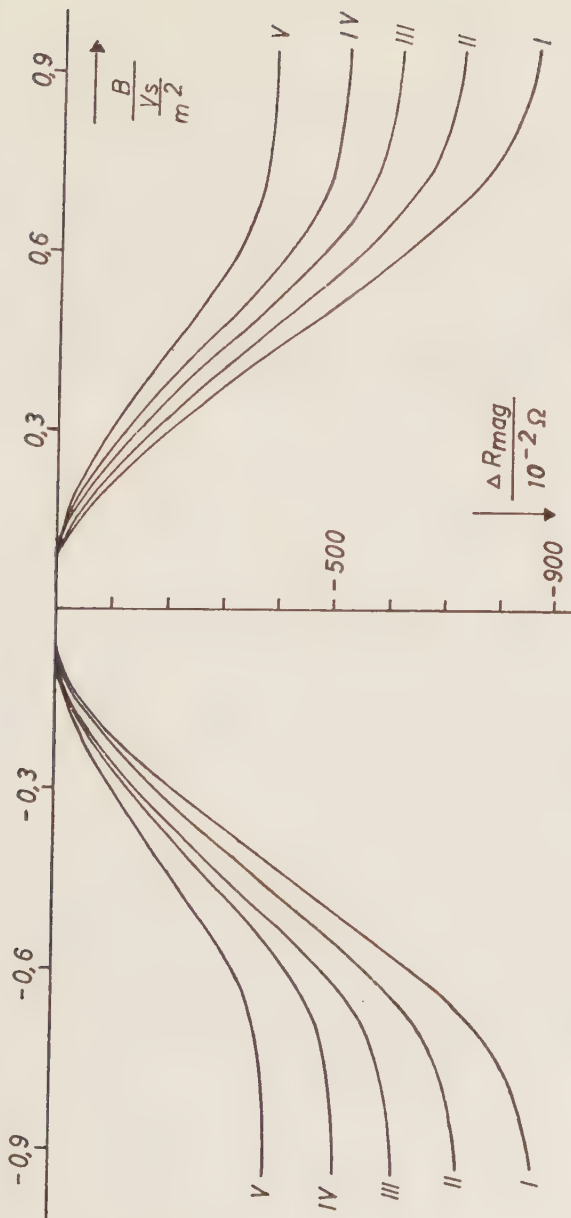


Abb. 36 $\Delta R_{\text{mag}} = f(d)$, gemessen an diskontinuierlich aufgedampften Filmen.

oberhalb der Sättigung (ΔR_{mag_0}) und der Summe aus beiden ($\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}}$) unterschieden.

5.4.1. Außerordentliche magnetische Widerstandsänderung

Abweichend von der üblichen Darstellungsweise des Magnetowiderstandes, der Auftragung $(1/\rho)$ ($d\rho/dB$), soll hier zunächst die direkte Meßgröße $\Delta R_{\text{mag}}/\Delta B \cdot G$, die Änderung des Widerstandes beim Anlegen eines Magnetfeldes (vgl. Abschn. 4.5.2.) gezeigt werden. In Abb. 37 ist in Abhängigkeit von der Schichtdicke die Widerstandsänderung bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung B_s aufgetragen. Die Messungen wurden an Filmen durchgeführt, die bei 82 K(o) aufgedampft und bei 360 K getempert wurden.

Wie Abb. 37 zeigt, ergibt sich für $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke ein glatter Kurvenverlauf mit einem steilen Anstieg für Schichtdicken unter $d = 30$ nm.

Auf die Meßreihe mit AT 320 K wird nicht weiter eingegangen, da für eine genauere Diskussion zu wenig Meßpunkte vorliegen. Trotz der Streuung der Meßwerte ist für die Messung mit AT 320 K eine Tendenz zu kleineren Widerstandsänderungen festzustellen bei etwa gleichen Widerständen ohne Magnetfeld. Dies gilt sowohl für $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ als auch für ΔR_{mag_0} und $\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}}$.

Zur Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit von $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ wurde Gleichung (36) verwendet. Es zeigte sich, daß für die hier verwendeten Aufdampfbedingungen zwischen $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ und dem spezifischen Widerstand folgende Beziehung gilt:

$$\frac{\log (10 \Delta R_{\text{mag}_{E_0}})}{\log \rho} = 2,4 \pm 0,1$$

Gemäß Gleichung (36) wurden aus der Auftragung

$\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}^{0,42} = f(1/d)$, wie sie in Abb. 40 gezeigt ist, die in Tabelle 8 angegebenen Werte für $\Delta R_{\text{mag}_{E_0\infty}}$ und K_2 erhalten.

Tabelle 8: Werte für $\Delta R_{\text{mag}_{E_0\infty}}$, $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ und $\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}}$ aus der Auftragung $(\Delta R_{\text{mag}}^{\infty})^x = f(1/d)$.

Meßbe- dingung	$\Delta R_{\text{mag}_{E_0\infty}}$ $10^{-3} \frac{\Omega \text{m}^2}{\text{Vs}}$	$K_{2_{E_0}}$ nm	$\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ $10^{-3} \frac{\Omega \text{m}^2}{\text{Vs}}$	K_{2_0} nm	$\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}}$ $10^{-3} \frac{\Omega \text{m}^2}{\text{Vs}}$	$K_{2_{\text{ges}}}$ nm
AT 82 K						
TT 360 K	23,9	34,4	1,3	41,3	13,6	40,1
MT 288 K						

Die durchgezogene Kurve in Abb. 37 wurde mit den in Tab. 8 angegebenen Daten für $\Delta R_{\text{mag}_{E_0\infty}}$ und $K_{2_{E_0}}$ berechnet.

Wie man sieht, läßt sich die Schichtdickenabhängigkeit von $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ bis zu Filmdicken von etwa 15 nm gut durch Gleichung (36) beschreiben.

5.4.2. Ordentliche magnetische Widerstandsänderung

Für die Änderung des Widerstandes oberhalb der Sättigungsmagnetisierung ergibt sich in Abhängigkeit von der Schichtdicke der in Abb. 38 gezeigte Verlauf.

Ähnlich wie bei $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$ erhält man auch für $\Delta R_{\text{mag}_0} = f(d)$ einen glatten Kurvenverlauf mit einem Anstieg für Schichtdicken unter $d = 30$ nm, wobei der Anstieg schärfer ausgeprägt ist als bei $\Delta R_{\text{mag}_{E_0}}$.

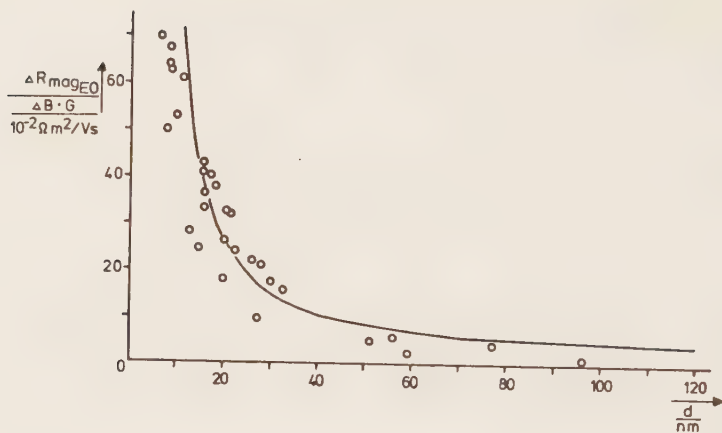


Abb. 37 $\Delta R_{mag_{E0}} = f(d)$

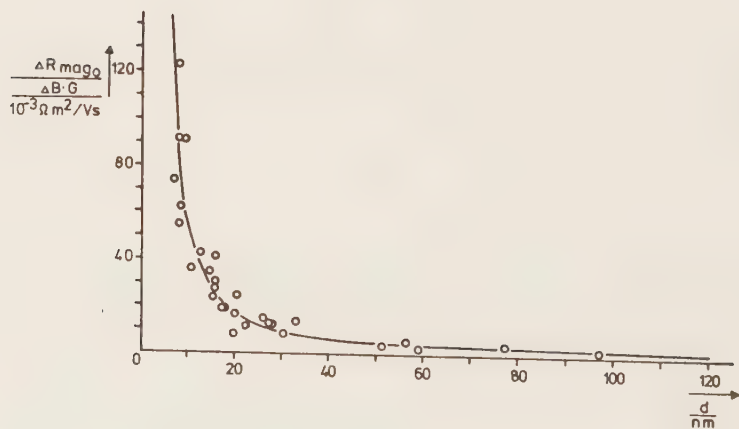


Abb. 38 $\Delta R_{mag_O} = f(d)$

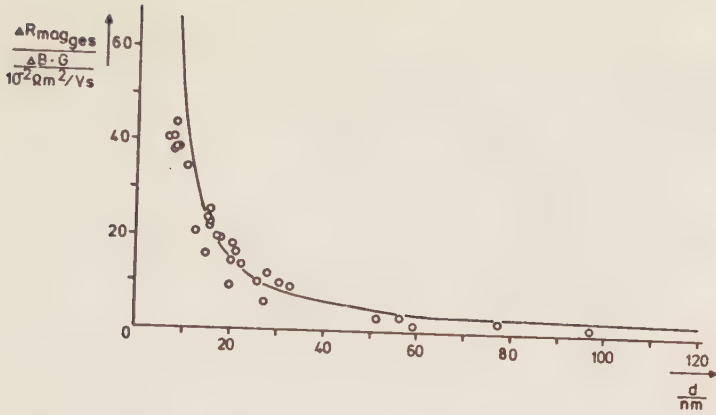


Abb. 39 $\Delta R_{\text{magges}} = f(d)$

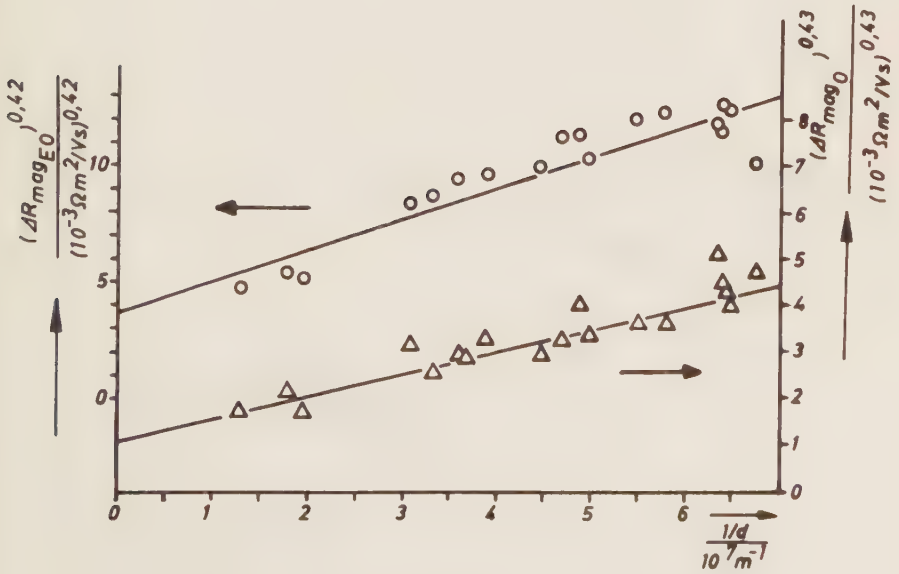


Abb. 40 $\Delta R_{\text{magEO}}^{0,42} = f(1/d)$ und $\Delta R_{\text{magO}}^{0,43} = f(1/d)$

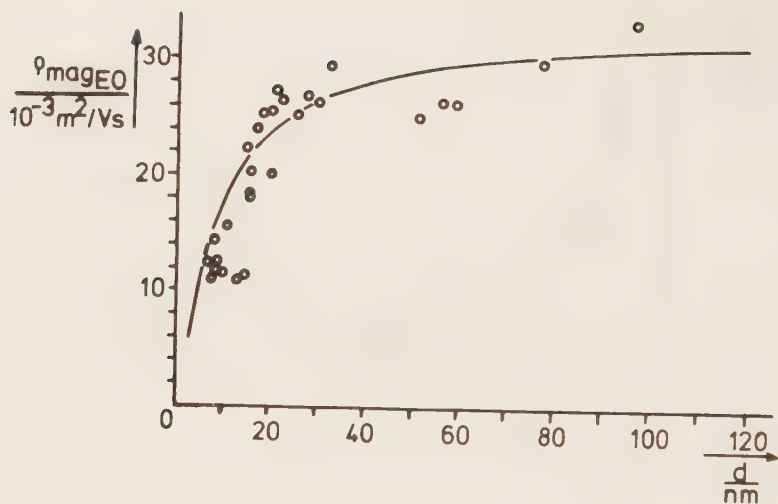


Abb. 41 $\rho_{\text{mag}E_0} = f(d)$

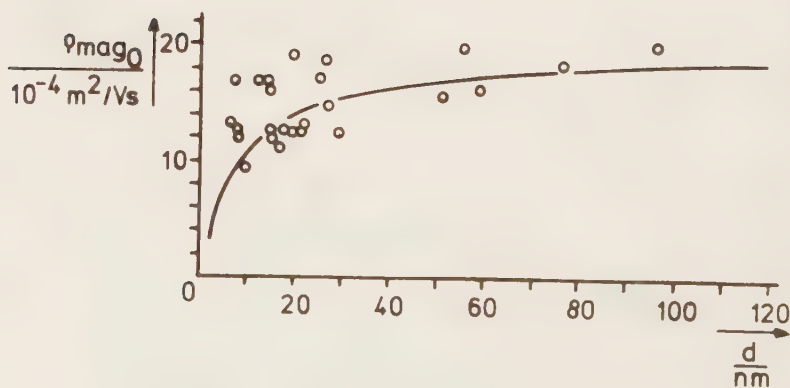


Abb. 42 $\rho_{\text{mag}O} = f(d)$

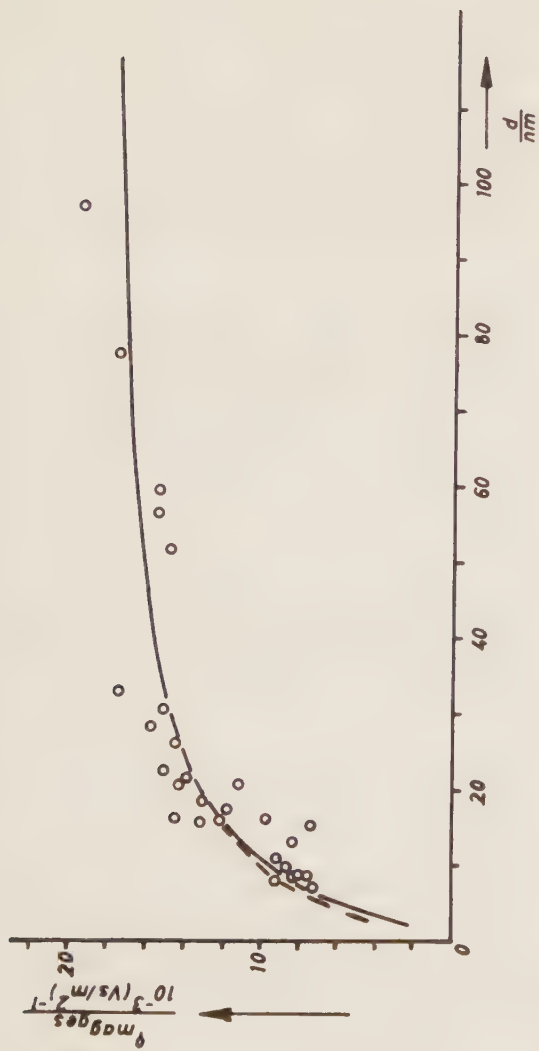


Abb. 43 $\rho_{mag} = f(d)$

Für die ordentliche magnetische Widerstandsänderung ergab die Auswertung einen ähnlichen Zusammenhang mit ρ wie schon bei $\Delta R_{\text{mag}_{\text{EO}}}$. Es gilt:

$$\frac{\log (100 \Delta R_{\text{mag}_{\text{O}}})}{\log \rho} = 2,3 \pm 0,1$$

Das Ergebnis der Auswertung $(\Delta R_{\text{mag}_{\text{O}}})^{0,44} = f(1/d)$ (s. Abb. 40) ist in Tabelle 8 angegeben. Die eingezeichnete Kurve in Abb. 38 wurde mit diesen Daten berechnet. Auch hier wird mit Gleichung (36) eine gute Anpassung bis zu den dünnsten untersuchten Schichten erreicht.

5.4.3. Gesamte magnetische Widerstandsänderung

Die gesamte Widerstandsänderung, bezogen auf $0,9 \text{ Vs/m}^2$, ist in Abb. 39 dargestellt. Der Kurvenverlauf ist, wie nicht anders zu erwarten war, ähnlich den in Abb. 37 und 38 gezeigten, für die außerordentliche und ordentliche magnetische Widerstandsänderung.

Da die außerordentliche Widerstandsänderung der dominierende Anteil ist, bestimmt sie auch den Kurvenverlauf der gesamten magnetischen Widerstandsänderung in Abb. 39. Ebenso wie für $\Delta R_{\text{mag}_{\text{EO}}}$ und $\Delta R_{\text{mag}_{\text{O}}}$ besteht zwischen $\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}}$ und ρ eine Beziehung der Form:

$$\frac{\log (10 \Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}})}{\log \rho} = 2,2 \pm 0,1$$

Die Auswertung erfolgte auch hier mit Gleichung (36), die Ergebnisse sind in Tabelle 8 gezeigt. Mit den dort angegebenen Daten für $\Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}_{\infty}}}$ und $K_{2_{\text{ges}}}$ wurde die eingezeichnete Kurve berechnet. Die Meßpunkte werden auch hier gut beschrieben bis zu Schichtdicken von etwa 15 nm.

Ein Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren ist nicht möglich, da bisher keine vergleichbaren Messungen durchgeführt wurden.

5.4.4. Diskussion

Zum besseren Vergleich mit den übrigen Meßergebnissen ist es günstiger, die magnetische Widerstandsänderung ΔR_{mag} zu normieren, d. h. die Definitionsgleichung des Magnetowiderstandes (10) zu verwenden. Dieser wird im folgenden mit ρ_{mag} bezeichnet.

In den Abb. 41 - 43 wird $\rho_{\text{mag}} = f(d)$ gezeigt. Auch hier ist, analog zu den Darstellungen von $R_{\text{mag}} = f(d)$, unterschieden zwischen dem außerordentlichen, ordentlichen und gesamten Magnetowiderstand.

Allen drei Abbildungen ist gemeinsam, daß die Meßwerte im Vergleich zu $R_{\text{mag}} = f(d)$ relativ breit streuen. Dies trifft vor allem für den ordentlichen Magnetowiderstand zu, am geringsten ist die Streuung der Meßwerte beim gesamten Magnetowiderstand.

Der Kurvenverlauf in den drei Abbildungen ist ähnlich; für große Schichtdicken ist der Magnetowiderstand annähernd konstant, und für Schichten mit $d < 40$ nm fällt er mehr oder weniger steil ab. Dies ist ein Verhalten, wie es auch beim Widerstandstemperaturkoeffizienten (WTK) beobachtet wird. Da die beiden Größen formal gleich definiert sind, ist dies nicht verwunderlich.

Wegen der Ähnlichkeit in der Schichtdickenabhängigkeit und in den Definitionsgleichungen beider Größen, sollten sie auch in der gleichen Weise auszuwerten sein. Wedler und Alshorachi /161/ geben für die Auswertung des WTK im hier interessierenden Schichtdickenbereich die folgenden beiden Gleichungen an; von denen die erstere aus der Differentiation der Gleichung $\rho = \rho_0 f(1_0/d)$, die letztere aus der Verknüpfung der Matthiessenschen Regel mit der Schichtdickenabhängigkeit von ρ folgt.

$$\alpha_F = \alpha_0 \left(1 + K_3 \frac{1_0}{d} \right)^{-1} \quad (38)$$

und

$$\alpha_F = \alpha_d + \frac{\rho_o}{\rho_F} (\alpha_o - \alpha_d) \quad (39)$$

In diesen Gleichungen gilt:

α_F WTK des Films

α_o WTK des kompakten Materials

$$\alpha_d = \frac{d (\ln K_3)}{dT} \quad \text{Beitrag zusätzlicher, schicht-
dickenabhängiger Streuprozesse
zum WTK}$$

Die formale Umschreibung der Gleichung (38) für den Magnetowiderstand ergibt:

$$\rho_{mag} = \rho_{mag_{\infty}} \left(1 + K_3 \frac{1_o}{d}\right)^{-1} \quad (40)$$

Für den Magnetowiderstand gilt, wie auch schon bei den Hall-Koeffizienten und der magnetischen Widerstandsänderung, ein Potenzgesetz zwischen ρ_{mag}^{-1} und ρ . Im einzelnen gilt für die drei Magnetowiderstände (Dimension $10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$):

$$\frac{\log (10^4 \rho_{mag_{Eo}}^{-1})}{\log \rho} = 1,9 \pm 0,13$$

$$\frac{\log (10^3 \rho_{mag_o}^{-1})}{\log \rho} = 2,0 \pm 0,2$$

$$\frac{\log (10^4 \rho_{mag_{ges}}^{-1})}{\log \rho} = 2,1 \pm 0,15$$

Wegen dieser Beziehungen erfolgte auch hier zusätzlich eine Auswertung mit einer Gleichung der Form:

$$\left(\frac{\rho_{mag}}{\rho_{mag_{\infty}}}\right)^{0,5} = \left(1 + K_4 \frac{1_o}{d}\right)^{-1} \quad (41)$$

Ein Teil der Auftragungen $1/\rho_{\text{mag}} = f(1/d)$, bzw. $(1/\rho_{\text{mag}})^{0,5} = f(1/d)$, ist in den Abb. 44 bis 46 gezeigt. Wie sich aus den Abb. ergibt und wie auch aus den Korrelationsfaktoren folgt, ist in dem untersuchten Schichtdickenbereich keiner der beiden Gleichungen ein Vorzug einzuräumen. Dies äußert sich auch in den Abb. 41 - 43. Die als durchgehende Linien eingezeichneten Kurven wurden mit Gleichung (41) berechnet. Bei Verwendung von Gleichung (40) treten nur bei Schichtdicken unter 20 nm minimale Abweichungen auf, wie die gestrichelte Kurve in Abb. 43 zeigt. Die Ergebnisse der Auswertungen sind in Tabelle 9 zusammengefaßt.

Tabelle 9: Werte für $\rho_{\text{mag}\infty}$ und $K_3 l_0$ aus den Auftragungen $1/\rho_{\text{mag}} = f(1/d)$ und $(1/\rho_{\text{mag}})^{0,5} = f(1/d)$.

	Gleichung (40)		Gleichung (41)	
	$\frac{\rho_{\text{mag}\infty}}{10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}}$	$\frac{K_3 l_0}{\text{nm}}$	$\frac{\rho_{\text{mag}\infty}}{10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}}$	$\frac{K_4 l_0}{\text{nm}}$
$\rho_{\text{mag}E_0}$	33,6	8,4	32,9	3,5
$\rho_{\text{mag}0}$	2,0	8,5	2,0	3,6
$\rho_{\text{mag}_{\text{ges}}}$	19,2	9,3	18,9	3,9

Das Verhältnis K_3/K_4 ist, wie im Abschn. 5.3.2.1. für den ordentlichen Hall-Effekt diskutiert wurde, schichtdickenabhängig. Gemäß Gleichung (37) gilt für Schichten mit $d = 10 \text{ nm}$ für das Verhältnis $K_3/K_4 \sim 2,4$, für Schichtdicken mit $d > 80 \text{ nm}$ wird $K_3/K_4 \sim \text{konstant}$ und nimmt den Wert 2 an.

Wie schon bei der Auswertung des ordentlichen Hall-Koeffizienten, ergibt sich für den Wert des kompakten Materials unabhängig von der Auswertung der gleiche Wert. Der Wert der jeweiligen Konstanten K_3 bzw. K_4 ist aber abhängig davon, wie ausgewertet wird, wobei eine Auswertung mit einer Gleichung der Form $(A/A_\infty)^x = f(d)$ zu den etwas kleineren Werten für K_3 bzw. K_4 führt.

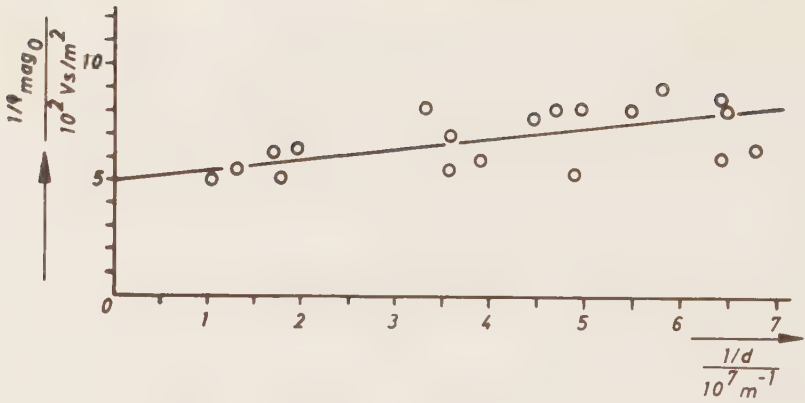


Abb. 44 $1/\rho_{\text{mag}0} = f(1/d)$

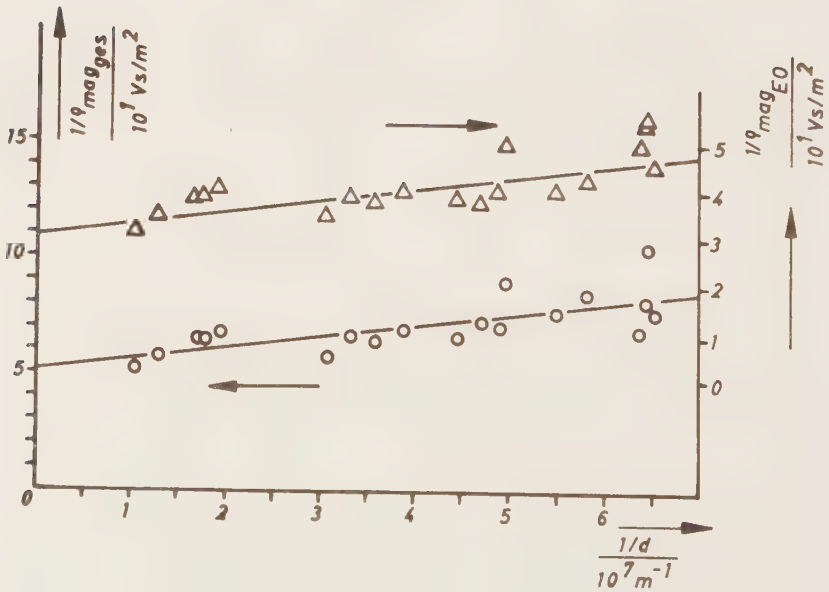


Abb. 45 $1/\rho_{\text{mag ges}} = f(1/d)$ und $1/\rho_{\text{mag}E0} = f(1/d)$

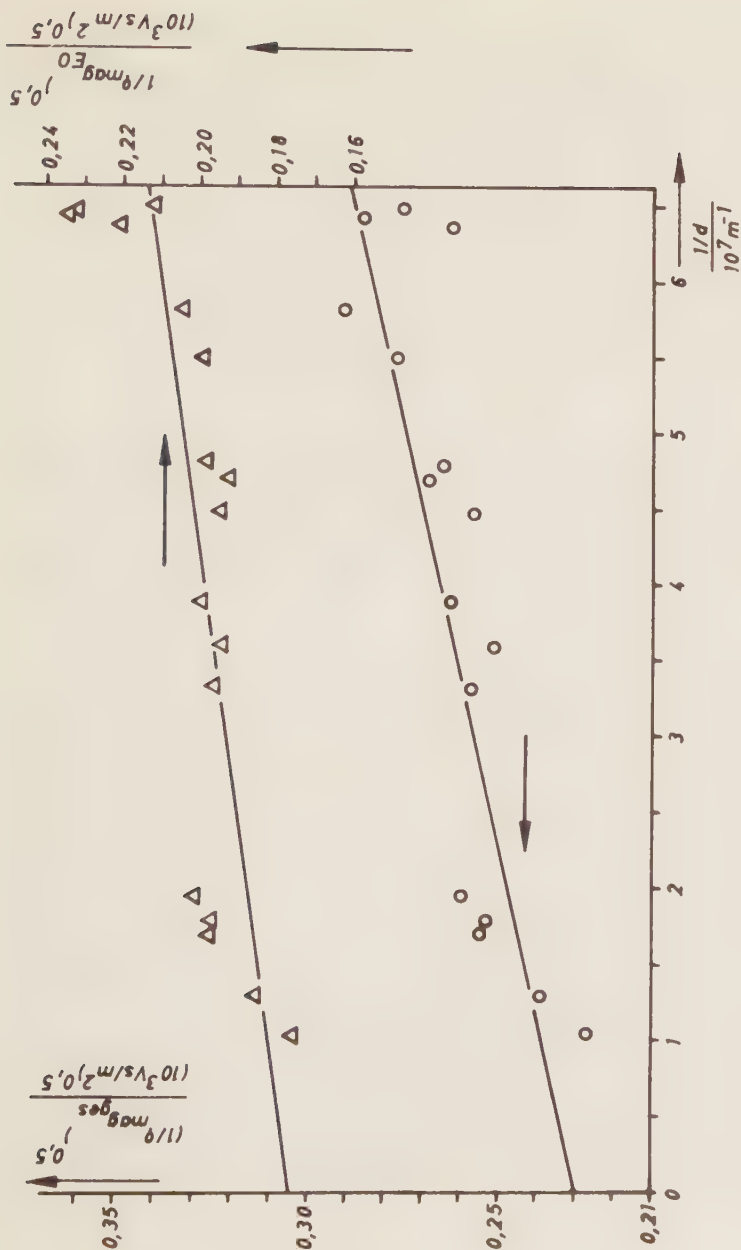


Abb. 46 $(1/\rho_{\text{mag}})^{0.5} = f(1/d)$ und $(1/\rho_{\text{mag}} E_0)^{0.5} = f(1/d)$

Ein Vergleich der $\rho_{\text{mag}\infty}$ -Werte für den außerordentlichen und ordentlichen Magnetowiderstand mit Literaturwerten ist nicht möglich, da keine derartige Untersuchung bekannt ist. Der Wert für den gesamten Magnetowiderstand ist in sehr guter Übereinstimmung mit Messungen anderer Autoren /124, 162/.

In den Ergebnissen bezüglich des Magnetowiderstandes treten im Vergleich zu den Messungen von Schneck /49/ unerklärbare Diskrepanzen auf, wie auch schon bei den Hall-Koeffizienten. Während in dieser Arbeit die Meßwerte, abgesehen von Streuungen, in Abhängigkeit von der Schichtdicke einen glatten Verlauf ergeben, erhielt Schneck Oszillationen.

Vor der Diskussion der K_3 - bzw. K_4 -Werte sollen zunächst die Ergebnisse der Auswertung mit Gleichung (39) gezeigt werden. Zur Herleitung von Gleichung (39), bzw. deren Umschreibung für den Magnetowiderstand, werden die folgenden Beziehungen für den spezifischen Widerstand verwendet:

$$\rho = \rho_o \left(1 + K_5 \frac{l_o}{d} \right) \quad (42)$$

und gemäß der Mathiessenschen Regel die Aufspaltung von ρ in einen schichtdickenunabhängigen Anteil ρ_o und schichtdickenunabhängigen Teil ρ_d :

$$\rho = \rho_o + \rho_d \quad (43)$$

Die Differentiation von Gleichung (42) nach der magnetischen Induktion mit der Annahme, daß ρ_o l_o unabhängig von B ist, liefert:

$$\frac{d\rho}{dB} = \frac{d\rho_o}{dB} + \frac{\rho_o l_o}{d} \frac{dK_5}{dB} \quad (44)$$

Für Gleichung (44) kann mit Hilfe von $\rho_o l_o/d$ ⁽⁴²⁾ $(\rho - \rho_o)/K_5$ und der Definitionsgleichung für den Magnetowiderstand $\rho_{\text{mag}} = (1/\rho) (d\rho/dB)$ (Gleichung 10) geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dB} &= \frac{d\rho_o}{dB} + \rho \frac{d \ln K_5}{dB} - \rho_o \frac{d \ln K_5}{dB} / \cdot \frac{1}{\rho} \\ \rho_{\text{mag}} &= \frac{d \ln K_5}{dB} + \frac{\rho_o}{\rho} \left(\rho_{\text{mag}\infty} - \frac{d \ln K_5}{dB} \right) \end{aligned} \quad (45)$$

wobei für $1/\rho_0$ ($d\rho_0/dB$) = : $\rho_{mag\infty}$ geschrieben wurde, dies ist der Magnetowiderstand der dem kompakten Nickel entspricht.

Eine der Gleichung (45) ähnlichen Beziehung wird durch Einsetzen von Gleichung (43) in Gleichung (10) erhalten:

$$\begin{aligned}\rho_{mag} &= \frac{1}{\rho} \frac{d\rho_D}{dB} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho_0}{dB} \\ \rho_{mag} &= \frac{\rho_D}{\rho} \rho_{mag_D} + \frac{\rho_0}{\rho} \rho_{mag\infty} \\ \rho_{mag} &= \rho_{mag_D} + \frac{\rho_0}{\rho} (\rho_{mag\infty} - \rho_{mag_D})\end{aligned}\quad (46)$$

Gleichung (46) ist die zu Gleichung (39) analoge Beziehung für den Magnetowiderstand.

Ein Vergleich von Gleichung (45) und Gleichung (46) zeigt, daß für ρ_{mag_D} gilt:

$$\rho_{mag_D} = \frac{d \ln K_5}{dB} \quad (47)$$

Der Anteil ρ_{mag_D} des Magnetowiderstandes läßt sich als zusätzlicher schichtdicken- und magnetfeldabhängiger Beitrag von Streuprozessen zum Widerstand interpretieren.

Bei Gültigkeit von Gleichung (46) müßte die Auftragung $\rho_{mag} = f(1/\rho)$ eine Gerade ergeben, mit ρ_{mag_D} als Achsenabschnitt und ρ_0 ($\rho_{mag\infty} - \rho_{mag_D}$) als Steigung. Die Darstellungen ρ_{mag} vs $1/\rho$ sind in den Abb. 47 - 49 gezeigt. Auch hier wurde unterschieden zwischen dem außerordentlichen, ordentlichen und gesamten Magnetowiderstand.

Wie bereits beim WTK festgestellt wurde /161/, zeigt sich auch beim Magnetowiderstand, daß die Gleichung (46) über den gesamten Schichtdickenbereich (7 nm bis 97 nm) gilt, also auch die sehr dünnen Filme mit erfaßt.

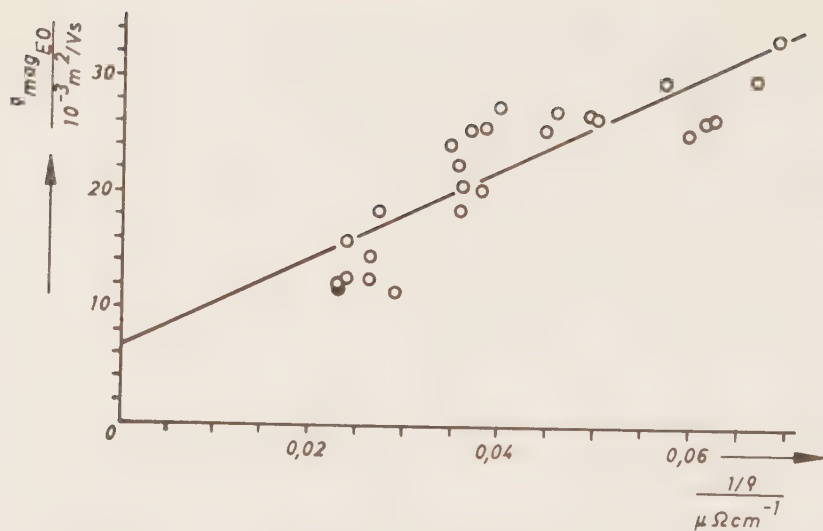


Abb. 47 $\rho_{magEO} = f(1/\rho)$

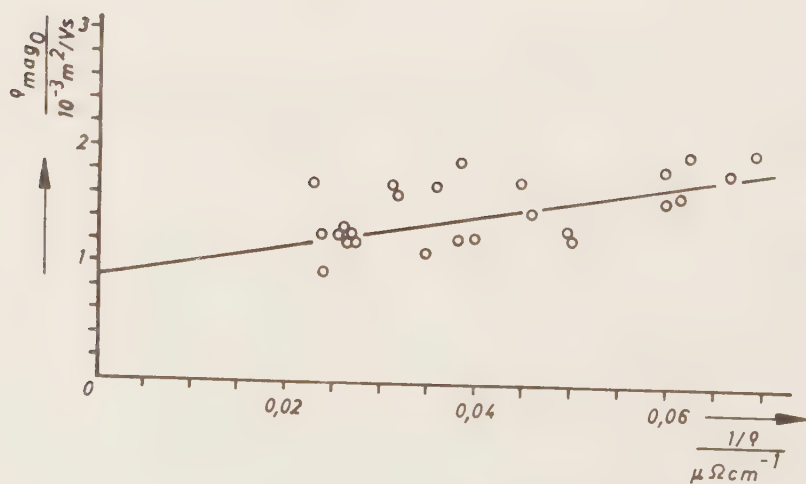


Abb. 48 $\rho_{magO} = f(1/\rho)$

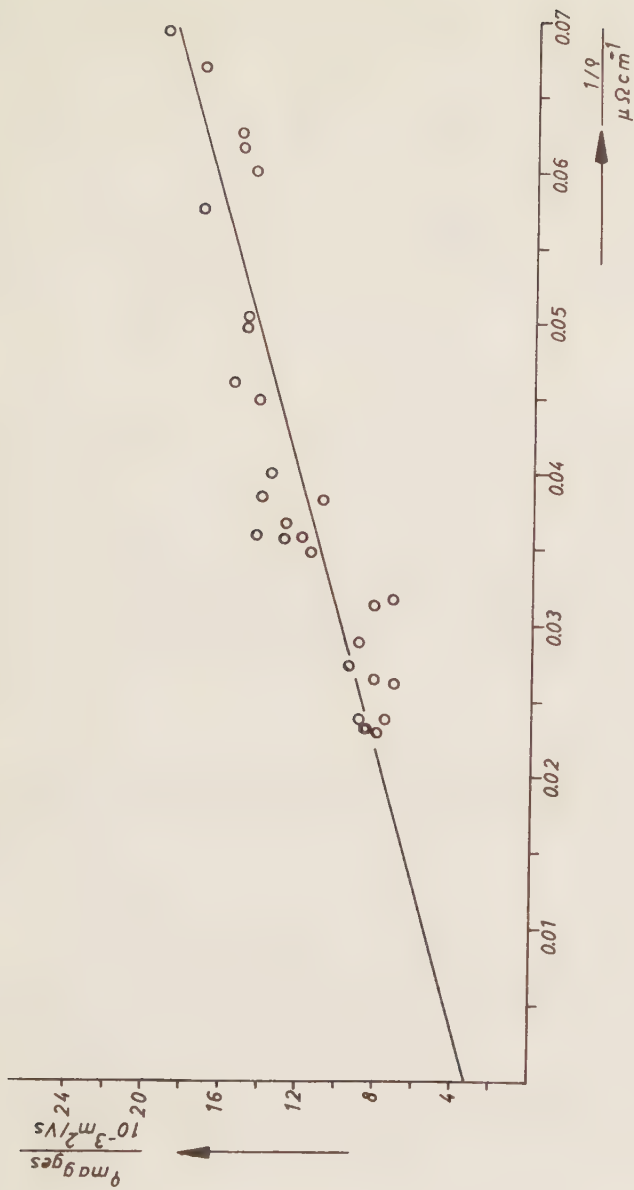


Abb. 49 $\rho_{mag} = f(1/B)$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 wiedergegeben. Zur Berechnung von $\rho_{\text{mag}\infty}$ wurde für ρ_0 der Wert aus Tabelle 1 verwendet ($\rho_0 = 11,3 \mu\Omega\text{cm}$).

Tabelle 10: Werte für $\rho_{\text{mag}\infty}$ und $\rho_{\text{mag}d}$ aus den Auftragungen $\rho_{\text{mag}} - f(1/\rho)$.

	$\rho_{\text{mag}\infty}$ $10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$	$\rho_{\text{mag}d}$ $10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$
$\rho_{\text{mag}E_0}$	40,2	6,8
$\rho_{\text{mag}0}$	2,1	0,9
$\rho_{\text{mag}ges}$	23,3	3,3

Wie ein Vergleich der $\rho_{\text{mag}\infty}$ -Werte aus Tabelle 9 und 10 für die verschiedenen Auswertungen zeigt, ist die Übereinstimmung relativ gut. Eine Auswertung des Magnetowiderstandes mit den Gleichungen (40), (41) und (46) scheint damit berechtigt zu sein.

Mit den Ergebnissen der Auswertung nach Gleichung (46) können auch die relativ kleinen K_3 bzw. K_4 -Werte erklärt werden, die sich bei der Auswertung mit Gleichung (40) und (41) ergeben hatten.

Bei Untersuchungen des WTK von Nickel- /163/ und Palladiumfilmen /161/ wurden für K_3 etwa die gleichen Werte erhalten wie bei Auswertungen des spezifischen Widerstandes. In diesen Arbeiten jedoch war der Anteil α_d an α um etwa eine Größenordnung kleiner als der in dieser Arbeit gefundene Anteil von $\rho_{\text{mag}d}$ an ρ_{mag} . Dies bedeutet, daß bei den Untersuchungen der genannten Autoren der Anteil α_d in Gleichung (39) vernachlässigt werden kann. Damit gilt $\alpha_F \sim 1/\rho$, d. h. α_F muß die umgekehrte Schichtdickenabhängigkeit wie ρ zeigen.

Dies drückt sich auch in den etwa gleich großen K-Werten dieser Messungen, sowohl bei den Untersuchungen des WTK als auch des spezifischen Widerstandes aus; wobei die K-Werte aus Messungen des WTK zu kleineren Werten tendieren als die aus Untersuchungen des spezifischen Widerstandes.

Der in dieser Arbeit gefundene Anteil ρ_{mag_d} des Magnetowiderstandes ist gegenüber ρ_0 ($\rho_{\text{mag}_\infty} - \rho_{\text{mag}_d}$)/ ρ in Gleichung (46) nicht mehr vernachlässigbar. Für die Schichtdickenabhängigkeit von ρ_{mag} gilt:

$$\rho_{\text{mag}}(d) \sim \rho_{\text{mag}_d} + \frac{a}{\rho}$$

Wegen des relativ großen Wertes von ρ_{mag_d} resultiert daraus eine geringere Schichtdickenabhängigkeit als sie aus $1/\rho$ folgern würde. Damit sind die gegenüber dem bei der Untersuchung des spezifischen Widerstandes erhaltenen K-Wert kleinen Werte von K_3 und K_4 verständlich. Die geringere Schichtdickenabhängigkeit des Magnetowiderstandes zeigt auch ein Vergleich der Abb. 12 und 43. Beim Widerstand ist für eine Schichtdicke von 10 nm ρ etwa um den Faktor 4 größer als ρ_0 , während beim Magnetowiderstand dieser Faktor nur 2,3 beträgt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes, der Hall-Koeffizienten und der Magnetowiderstände gut durch eine Gleichung der Form

$$\left(\frac{A}{A_\infty}\right)^x = \left(1 + K \frac{1}{d}\right)$$

beschrieben wird, wobei die Bedeutung von K theoretisch nicht eindeutig abgesichert ist.

6. Experimentelle Ergebnisse an mit Wasserstoff belegten Nickelfilmen

Es wurden verschiedene Modellvorstellungen entwickelt, um den Einfluß der Gasadsorption auf den spezifischen Widerstand, den Hall-Effekt und die magnetische Widerstandsänderung zu erklären. Diskutiert wurden Elektronenübergänge zwischen Metall und adsorbierten Molekeln /164/, eine Verminderung der effektiven Schichtdicke (Demetallisierung) /165/ und des Reflexionsparameters p , sowie in Anlehnung an Legierungen verschiedene Streuamodelle /1, 166, 167/. Allen Beschreibungen des Adsorptionseinflusses ist gemeinsam, daß etwa die gleiche Schichtdickenabhängigkeit $\sim 1/d$ zugrunde liegt. Es kann damit allein aus Untersuchungen der Schichtdickenabhängigkeit nicht entschieden werden, welcher Mechanismus vorliegt. Durch Variation anderer Parameter, durch die die Struktur beeinflusst wird (z. B. geänderte Aufdampf- und Meßbedingungen), müssen zur Klärung weitere Informationen gewonnen werden.

6.1. Belegungsabhängigkeit des Widerstandes

Die Änderung des Widerstandes dünner Nickelfilme in Abhängigkeit von der Belegung wurde von anderen Autoren ausführlich untersucht /27, 168/. In diesen Arbeiten konnte gezeigt werden, daß sich der Widerstand bei kleinen Belegungen, deutlich unterhalb einer halben Monoschicht, linear mit der Belegung ändert. Bei halbmonomolekularer Belegung erreicht die Widerstandsänderung ein eindeutig bestimmbares Maximum und fällt mit zunehmender Belegung auf etwa zwei Drittel des Maximalwertes ab. Wegen dieses gut definierten Verhaltens der Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Belegung, ist sie gut zu deren Bestimmung geeignet. In diesem Sinne wurde die Messung der Widerstandsänderung in dieser Arbeit verwendet. Es bestehen nämlich zwei Schwierigkeiten:

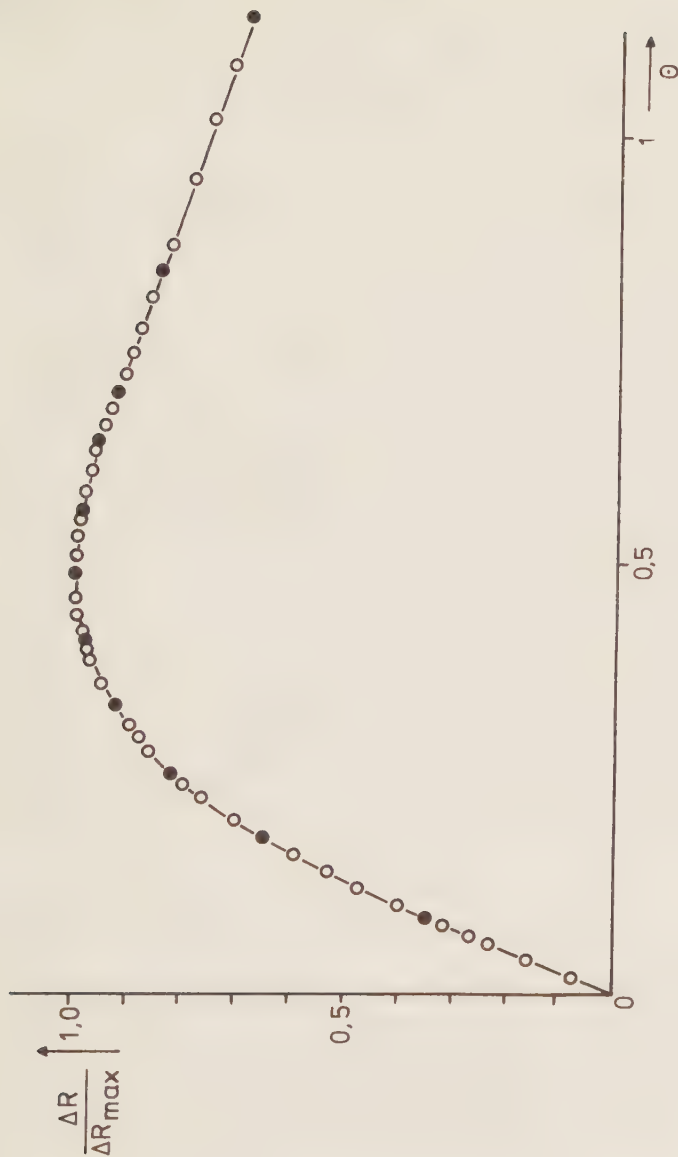


Abb. 50 Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Belegung mit H_2 bei 288 K

1. Die Oberfläche des adsorbierenden Metallfilms ($\sim 100 \text{ cm}^2$) ist nicht exakt bekannt (genauer die Fläche des Films, der sich nicht auf dem Träger, sondern am Zellenmantel niederschlägt). Die Belegung kann deshalb nicht direkt aus der zugegebenen Teilchenzahl bestimmt werden.
2. Für die Wasserstoffzugaben standen maximal 16 Ampullen zur Verfügung. Um die Zahl der Belegungsschritte bis auf 50 erhöhen zu können, wurden wie in Abschn. 4.2. beschrieben, aus jeder Ampulle mehrere Zugaben gemacht.

Aus der Summe der Widerstandsänderungen, die durch Zugaben aus einer Ampulle erzielt wurden, ergab sich eine eindeutige Zuordnung von Widerstandsänderung ΔR und Zahl adsorbierter Teilchen (● in Abb. 50) und ein eindeutiger Verlauf des Widerstandes als Funktion der Belegung, wobei das Maximum als Maß für Θ ($\Theta_{\text{max}} = 0,5$) angenommen werden konnte. Die bei den Zwischenzugaben erzielten Belegungen wurden dann aus der jeweils gemessenen Widerstandsänderung (ϕ) bestimmt.

Für die verwendeten Filme mit AT 82 K, TT 360 K und MT 288 K wurden Widerstandsänderungen von 1 - 3,5 % erreicht. Die Zahl der adsorbierten Moleküle pro Quadratzentimeter im Maximum der Widerstandsänderung variierte mit der Schichtdicke, im Mittel waren es etwa $7,5 \cdot 10^{14} \text{ Mol. H}_2/\text{cm}^2$. Eine von Pluntke /25/ unter exakt gleichen Bedingungen durchgeführte Kontrollmessung mit einer Kugelzelle lieferte das gleiche Ergebnis.

6.2. Belegungsabhängigkeit des Hall-Effekts

Wie bei den Untersuchungen der Schichtdickenabhängigkeit wird auch bei der Belegungsabhängigkeit der galvanomagnetischen Größen zwischen den Bereichen unter- und oberhalb der Sättigungsmagnetisierung unterschieden.

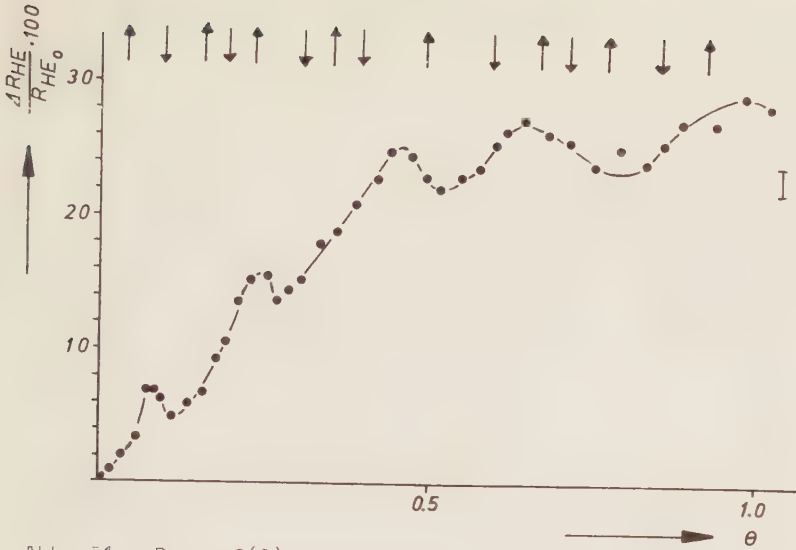


Abb. 51 $R_{HE} = f(\theta)$, für einen Film mit $d = 8$ nm.

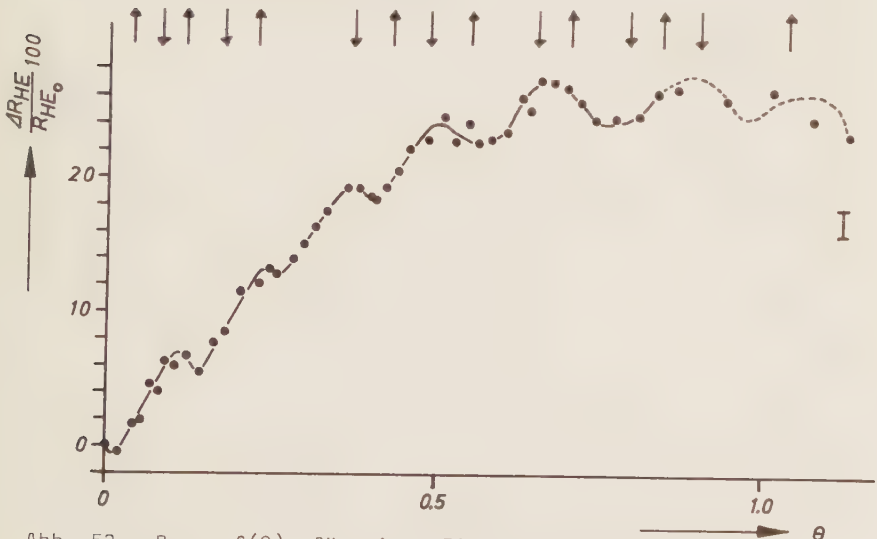


Abb. 52 $R_{HE} = f(\theta)$, für einen Film mit $d = 17,7$ nm
Die Pfeile symbolisieren die Maxima und Minima
des zugehörigen ordentlichen Hall-Koeffizienten.

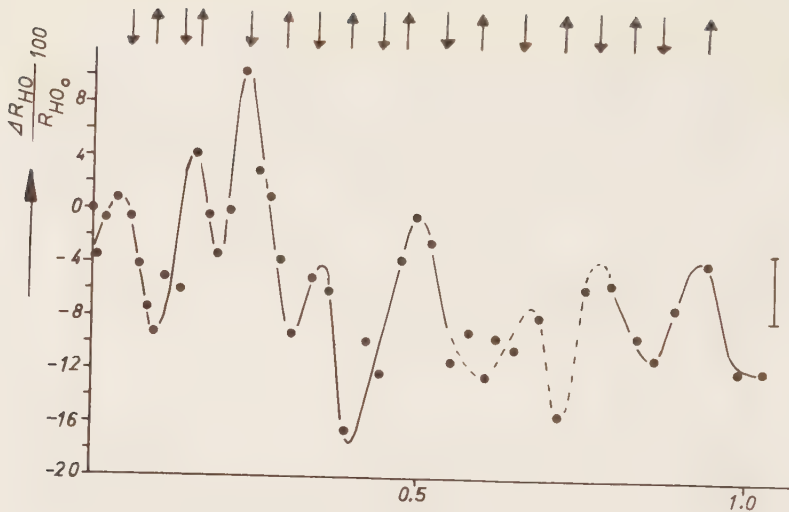


Abb. 53 $R_{HO} = f(\theta)$, $d = 8$ nm.

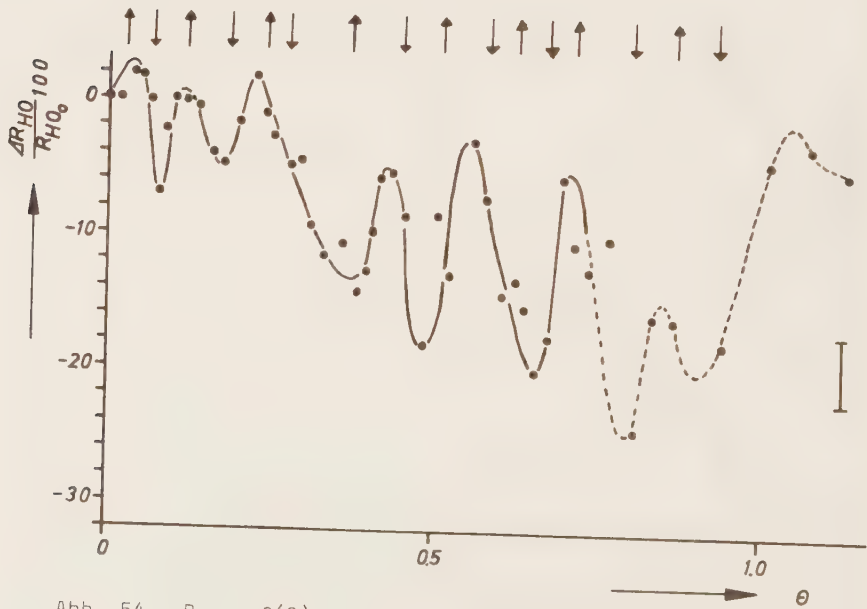


Abb. 54 $R_{HO} = f(\theta)$, $d = 17,7$ nm, die Pfeile symbolisieren die Maxima und Minima der zugehörigen ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung.

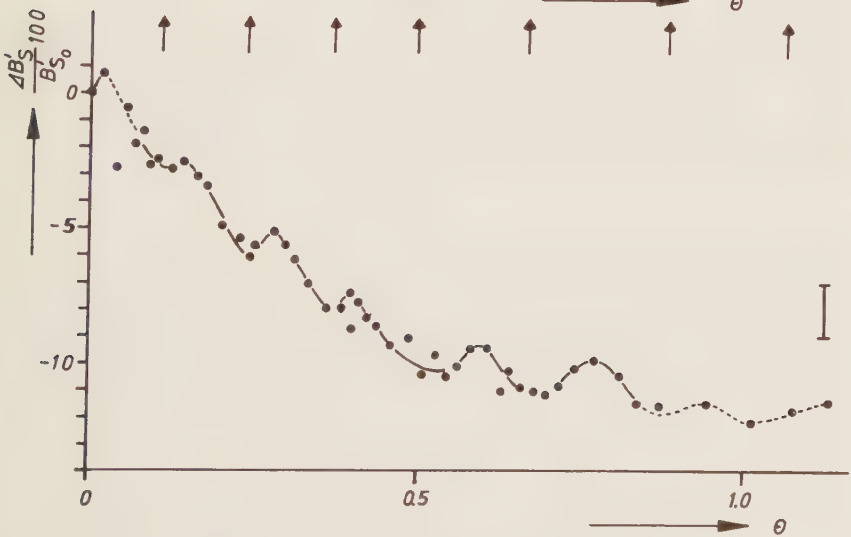
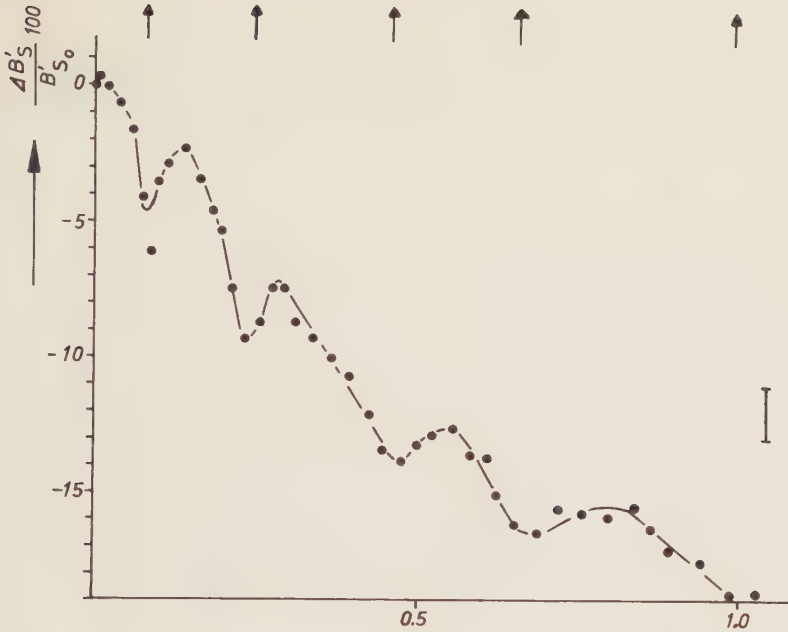


Abb. 55 und 56 $B'_S = f(\theta)$, $d = 8$ nm bzw. 17.7 nm,
die Pfeile symbolisieren die Maxima des
zugehörigen außerordentlichen Hall-Koeffizienten.

6.2.1. Außerordentlicher Hall-Effekt

Die Abb. 51 und 52 zeigen die Belegungsabhängigkeit von R_{HE} für Filme mit $d = 8$ nm und $d = 17,7$ nm.

Der außerordentliche Hall-Koeffizient wird mit zunehmender Belegung größer und erreicht bei etwa einer halben Monoschicht einen Wert, der sich bis zur Vollbelegung kaum mehr ändert. Diesem Grundverlauf der Kurve ist eine Oszillation überlagert, die zwar kaum außerhalb des Meßfehlers liegt, jedoch bei allen untersuchten Filmen im Schichtdickenbereich von $d = 7$ nm bis $d = 20$ nm in ähnlicher Weise auftrat. Die Größe der Änderung von R_{HE} im Vergleich zum unbelegten Film war bei allen Filmen etwa gleich groß, 20- 25 %. Bei einem Film ($d = 7,8$ nm) jedoch ergab sich eine Änderung von 45 %. Dieser zeigte auch bei den anderen untersuchten Meßgrößen, R_{HO} und ΔR_{mag} die größten Effekte. Im untersuchten Schichtdickenbereich ($8 \text{ nm} < d < 20,4 \text{ nm}$) ist weder bezüglich der Größe der relativen Änderung von $\Delta R_{HE}/R_{HE}$, noch bezüglich der Periodenzahl eine Schichtdickenabhängigkeit zu erkennen.

Die Ergebnisse dieser Messungen stehen im Widerspruch zu einer Angabe von Bastl /170/, der eine Abnahme des außerordentlichen Hall-Koeffizienten mit zunehmender Wasserstoffbelegung fand.

6.2.2. Ordentlicher Hall-Effekt

Für den ordentlichen Hall-Koeffizienten wurde in Abhängigkeit von der Belegung ein Verhalten gefunden, wie es in den Abb. 53 und 54 gezeigt ist. Einer Abnahme von R_{HO} mit zunehmender Belegung ist eine deutlich ausgeprägte Oszillation überlagert. Diese Oszillationen liegen außerhalb des Meßfehlers und wurden bei allen untersuchten Filmen beobachtet. Wie beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten ist auch hier keine Schichtdickenabhängigkeit bezüglich der Größe der

relativen Änderung $\Delta R_{HO}/R_{HO}$ oder hinsichtlich der Zahl der Perioden zu erkennen. Die mittlere Abnahme von R_{HO} bei Vollbelegung betrug etwa 10 - 15 %, bei zwei Filmen 25 %.

6.2.3. Sättigungsmagnetisierung B_S'

Wie bei den beiden Transportgrößen R_{HE} und R_{HO} traten auch bei der Sättigungsmagnetisierung B_S' in Abhängigkeit von der Belegung Oszillationen auf. Sie liegen, wie schon bei R_{HE} gerade an der Grenze der Meßgenauigkeit, konnten jedoch immer in der gleichen Weise beobachtet werden. Sie sind einer deutlichen Abnahme von B_S' überlagert, wie die Abb. 55 und 56 zeigen. Eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung wie sie in dieser Arbeit gefunden wurde, haben auch andere Autoren /29, 99, 169/ mit anderen Meßmethoden gefunden. Wegen einer größeren Schrittweite der Belegungsstufen wird in diesen Arbeiten von keiner Oszillation berichtet.

6.3. Belegungsabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung

6.3.1. Außerordentliche und ordentliche magnetische Widerstandsänderung

In den Abb. 57 - 60 ist die Abhängigkeit von ΔR_{magEO} und ΔR_{magO} von der Belegung gezeigt. Die beiden Größen verhalten sich wie die entsprechenden Hall-Koeffizienten, nur ist bei ΔR_{magEO} die relative Änderung minimal kleiner als bei R_{HE} , während sich für ΔR_{magO} gegenüber R_{HO} der etwas größere Effekt ergibt.

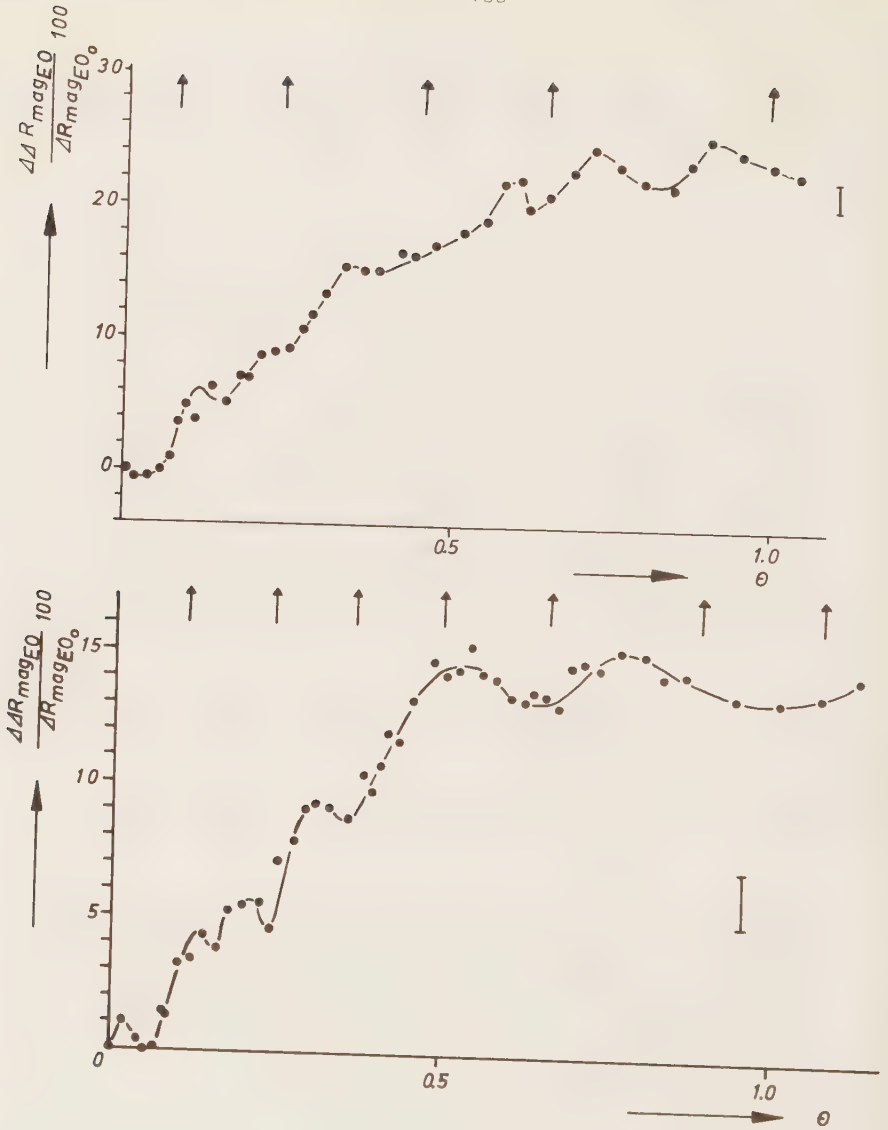


Abb. 57 und 58 $\Delta \Delta R_{\text{mag}E_0} = f(\theta)$. $d = 8 \text{ nm}$ bzw. $17,7 \text{ nm}$,
Die Pfeile symbolisieren die Maxima des
zugehörigen außerordentlichen Hall-
Koeffizienten.

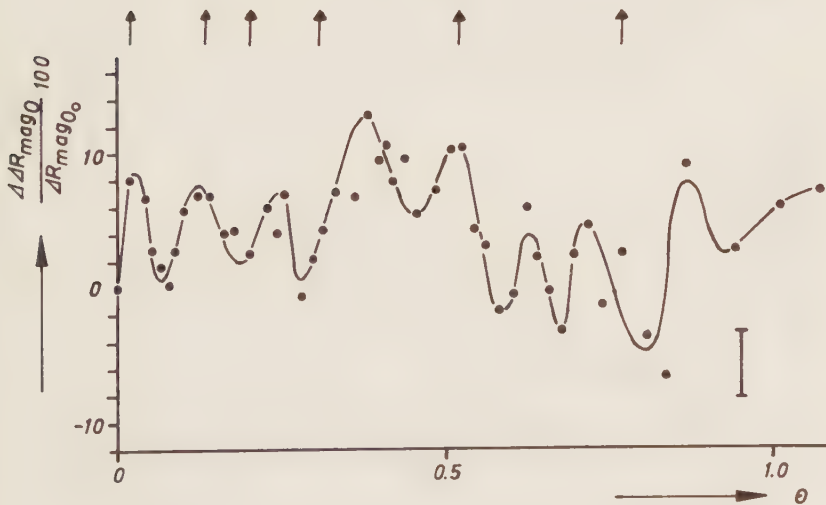
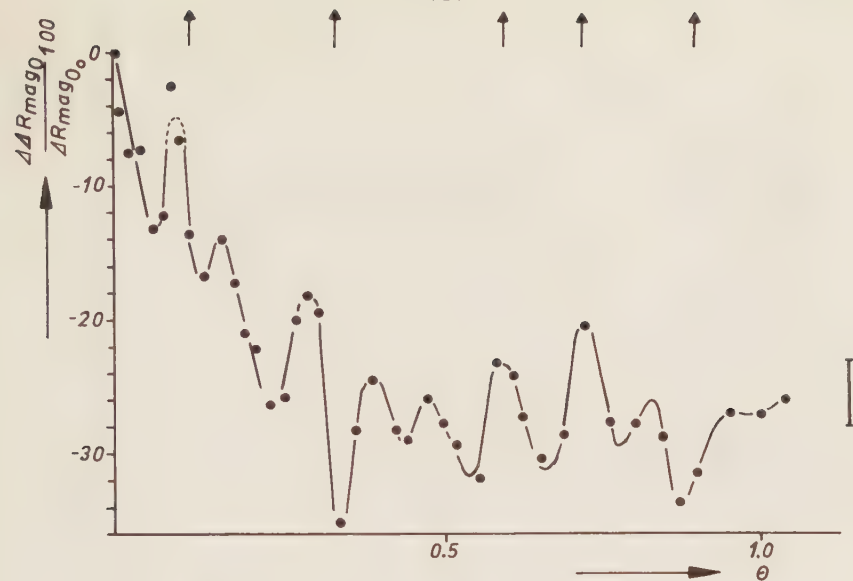


Abb. 59 und 60 $\Delta \Delta R_{\text{mag}} = f(\theta)$, $d = 8 \text{ nm}$ bzw. $17,7 \text{ nm}$,
Die Pfeile symbolisieren die Maxima der
zugehörigen außerordentlichen magnetischen
Widerstandsänderung.

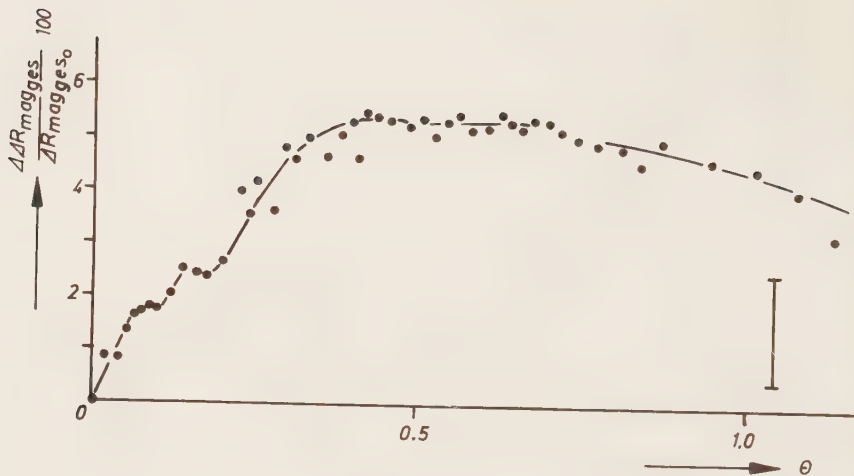


Abb. 61 $\Delta \Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}} = f(\theta)$ für einen Film mit $d = 17,7 \text{ nm}$.

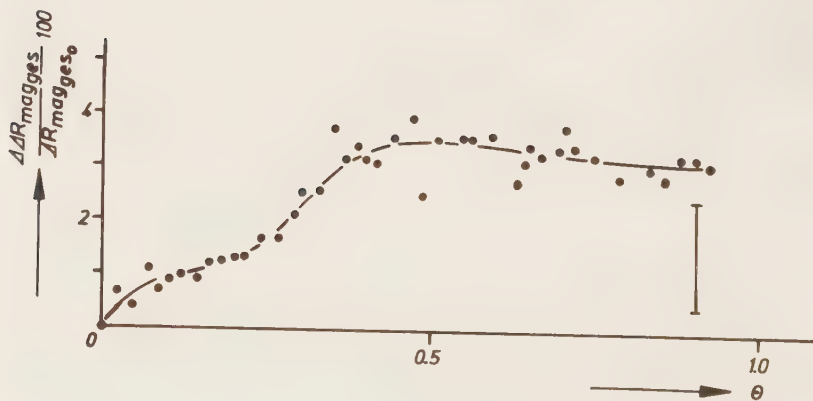


Abb. 62 $\Delta \Delta R_{\text{mag}_{\text{ges}}} = f(\theta)$ für einen Film mit $d = 20,4 \text{ nm}$.

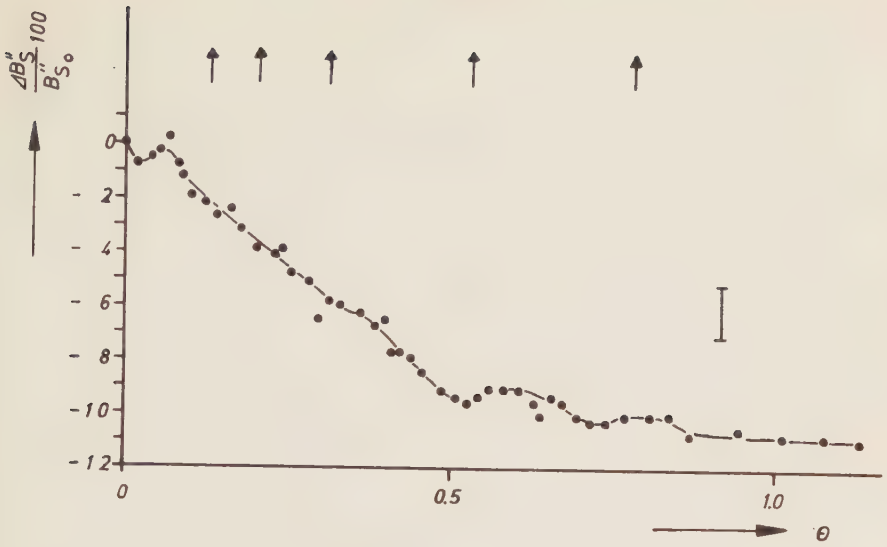


Abb. 63 $\Delta B_S'' = f(\theta)$ für einen Film mit $d = 17,7$ nm

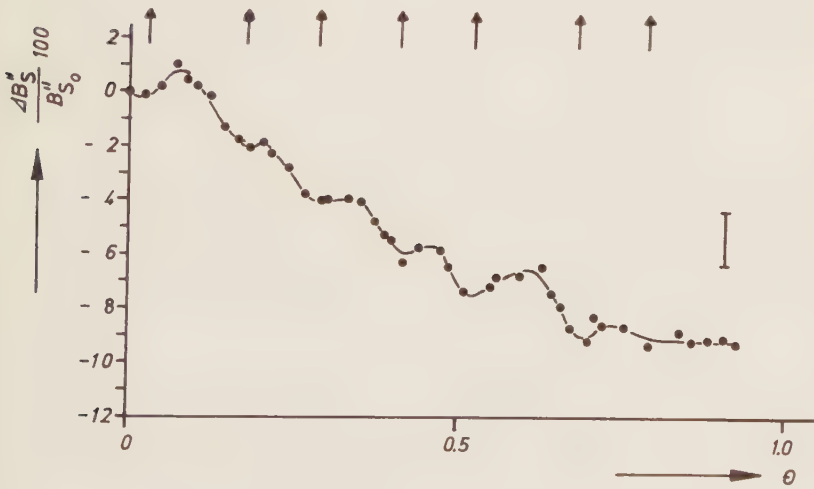


Abb. 64 $\Delta B_S'' = f(\theta)$ für einen Film mit 20,4 nm

Die Pfeile symbolisieren die Maxima der zugehörigen außerordentlichen magnetischen Widerstandsänderung.

6.3.2. Gesamte magnetische Widerstandsänderung

Ein gegenüber den bisher besprochenen Meßgrößen abweichendes Verhalten wurde bei der gesamten magnetischen Widerstandsänderung festgestellt. Während sowohl beim Hall-Effekt als auch für ΔR_{magEo} und ΔR_{magO} , bei allen Filmen der prinzipiell gleiche Verlauf beobachtet wurde, ist dies für ΔR_{magges} nicht der Fall. Die Größe des Effekts ist wesentlich kleiner als bei den übrigen Größen, maximal wurden mittlere Änderungen von 5 % beobachtet. Die auftretenden Schwankungen mit der Belegung sind ebenfalls kleiner, so daß kaum von Oszillationen gesprochen werden kann, da der Meßfehler weit größer ist und das Verhalten sich von Film zu Film änderte. Im Falle der gesamten magnetischen Widerstandsänderung scheinen sich die Mechanismen, die eine Erhöhung bzw. Erniedrigung von ΔR_{magEo} und ΔR_{magO} bewirken, annähernd zu kompensieren. Dafür spricht die Beobachtung, daß bei einigen Filmen die gesamte magnetische Widerstandsänderung praktisch Null ist, wenn man von Schwankungen in der Größenordnung von 0,5 % absieht. Dies war auch der Fall für den in den bisherigen Abb. gezeigten Film mit $d = 8 \text{ nm}$.

6.3.3. Sättigungsmagnetisierung B_S "

Für die Sättigungsmagnetisierung B_S ", bestimmt aus dem Knick der $\Delta R_{\text{mag}} = f(B)$ Kurven, erhält man eine ähnliche Abhängigkeit von der Belegung wie für B_S' . Wie die Abb. 63 und 64 zeigen, gilt dies sowohl für die Größe der Abnahme als auch für den Kurvenverlauf

6.4. Vergleichende Übersicht

In den vorangehenden Abschnitten 6.1. bis 6.3. wurde die Belegungsabhängigkeit der gemessenen Größen am charakteristischen Verhalten einzelner Filme diskutiert. Wenn bei diesen Untersuchungen das Augenmerk auch besonders auf die Belegungsabhängigkeit der Effekte gelegt wurde, so wurde doch

Tabelle 11:

Belegungsabhängigkeit der galvanomagnetischen Eigenschaften und der Sättigungsmagnetisierung B_S' bzw. B_S'' .

TA K	TT K	d nm	ρ $\mu\Omega\text{cm}$	ΔR_{HE} mittlere Zun.: %	ΔR_{HO} mittlere Abn.: %	$\Delta B_S'$ mittlere Abn.: %	$\Delta B_S''$ mittlere Abn.: %	ΔR_{magEo} mittlere Zun.: %	ΔR_{magO} mittlere Abn.: %	$\Delta \Delta R_{mag}$ ges mittlere Zun.: %
82	360	6,88	38,26	19	16			10		
82	360	7,81	34,71	45	25	25	26	42	45	5
82	360	8,1	43,54	26	10	17	19	23	28	~ 0
82	360	8,15	37,81	17	12	10,5		9,5	25	~ 0
82	360	15,43	28,14	18	8	11,5		18		
82	360	15,75	27,84	12	25	9	15	21	20	~ 0
82	360	17,73	29,59	26	16	11,5	11	14	4	5
82	360	20,43	26,0	20	17	8,5	9	16	25	3
320	360	10,05	45,59	25,5	42	17,5			35	14
320	360	12,68	38,0	27	18	16		30	40	4
320	360	21,31	23,55	9	8	6				

auch innerhalb gewisser Grenzen die Schichtdicke variiert. Dies geschah jedoch nicht systematisch, so daß eine fundierte Diskussion der Schichtdickenabhängigkeit der Adsorptionseffekte im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist. Die Tabelle 11 gibt einen Überblick über die Gesamtheit der Ergebnisse.

6.5. Diskussion

Aus der beobachteten Abhängigkeit der einzelnen Meßgrößen von der Belegung läßt sich folgern, daß je nach Bedeckung unterschiedliche Mechanismen dominieren.

Man hat versucht, die Widerstandszunahme ohne angelegtes Magnetfeld mit zunehmender Belegung, sowohl mit dem Suhrmannschen Elektronenzahlmodell /164/, als auch mit dem Schichtdickenmodell von Sachtler /165/, zu deuten. Eine Widerstandserhöhung sollte man bei Elektronenabgabe des Adsorbens oder bei einer Schichtdickenverringerung durch Demetallisierung erwarten. Im Fuchs-Sondheimer-Ansatz würde eine Erhöhung des Widerstandes aus einer Erniedrigung des Reflexionsparameters p resultieren. Auch mit dem von Wißmann entwickelten Streumodell läßt sich die Widerstandserhöhung nach Gleichung (20) erklären, wenn man die adsorbierten Moleküle als zusätzliche Streuzentren auffaßt.

Alle genannten Modelle zur Erklärung der Widerstandserhöhung sind theoretisch nicht eindeutig fundiert und sind nicht in allen Fällen anwendbar. So gibt es Beobachtungen, die die Annahmen stützen, andere, die ihnen widersprechen. Die Diskussion der Widerstandsabnahme nach dem Maximum erfolgt meist mit der Annahme, daß sich mit zunehmender Belegung ein höherer Ordnungsgrad einstellt.

Noch problematischer als die Deutung der Widerstandsänderung mit der Belegung ist die Diskussion der Einflüsse auf den Hall-Effekt und die magnetische Widerstandsänderung. Trotz-

dem soll im folgenden versucht werden, eine plausible Erklärung für die gefundenen Effekte zu geben.

Zunächst würde man annehmen, daß sich sowohl die Hall-Koeffizienten als auch die magnetische Widerstandsänderung gleichsinnig wie der Widerstand verhalten, wegen der gefundenen Abhängigkeit bei den Untersuchungen zur Schichtdickenabhängigkeit (vgl. Abschn. 5.3.1. - 5.4.4.).

Für den außerordentlichen Hall-Koeffizienten und die außerordentliche magnetische Widerstandsänderung trifft dies auch zu. Die genannten Größen nehmen, wie der Widerstand, mit zunehmender Belegung zu und bleiben nach Erreichen einer halben Monoschicht annähernd konstant oder zeigen eine leichte Abnahme.

In diesem Bild ist jedoch das Verhalten des ordentlichen Hall-Koeffizienten und der ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung nicht verständlich, beide Größen sind bei kleiner Belegung, abgesehen von Oszillationen, annähernd konstant und nehmen mit zunehmender Belegung ab.

Bei der Diskussion ist zu berücksichtigen, daß eine Abnahme der magnetischen Widerstandsänderung eine Widerstandszunahme bedeutet und umgekehrt.

Die gegebene Interpretation des Abfalls des Widerstandes nach der halben Monoschicht läßt sich durch die Beobachtung der magnetischen Widerstandsänderung nicht stützen, denn eine Zunahme der Ordnung würde eine Zunahme der ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung bedingen.

Alle beobachteten Effekte lassen sich jedoch erklären, wenn man die adsorbierten Teilchen als punktförmige Streuzentren betrachtet. Dies soll für die einzelnen Meßgrößen getrennt diskutiert werden.

Für den spezifischen Widerstand sind bei kleinen Belegungen

die Effekte wie sie von Suhrmann und Sachtler angegeben werden, vorherrschend. Daraus resultiert der Widerstandsanstieg. Mit zunehmender Bedeckung wird der Anteil der Elektronen, die an den adsorbierten Teilchen gestreut werden, größer. Faßt man diese als punktförmige Streuzentren auf, so haben sie eine isotrope Streuung zur Folge und damit eine Widerstandsabnahme. Bei genügend hoher Belegung wird diese Abnahme dominierend und es wird insgesamt eine Widerstandsabnahme beobachtet.

Vollkommen analog kann das Verhalten des außerordentlichen Hall-Koeffizienten diskutiert werden. Bei kleinen Belegungen ist die anisotrope Streuung an Gitterfehlern die bestimmende Größe, und die Zunahme des R_{HE} läßt sich mit den angegebenen Modellen für die Widerstandserhöhung erklären. Mit Zunahme der Bedeckung wird die Streuung an den adsorbierten Teilchen dominierend, mit dem Ergebnis einer Abnahme des außerordentlichen Hall-Koeffizienten.

Der ordentliche Hall-Koeffizient ist im wesentlichen eine Folge der Lorentz-Kraft. Er ist wesentlich kleiner als der außerordentliche Hall-Koeffizient. Hier sind bereits bei kleinen Belegungen die Effekte, die eine Zunahme des ordentlichen Hall-Koeffizienten verursachen würden, im Gleichgewicht mit der Streuung an den punktförmigen Streuzentren. Die Streuung an den adsorbierten Teilchen wird bereits bei relativ kleinen Belegungen dominant und verursacht eine Abnahme des ordentlichen Hall-Koeffizienten.

Nach Sommerfeld /48/ ist die negative magnetische Widerstandsänderung bei Ferromagneten eine Folge wachsender Ordnung. Wie gezeigt wurde, verhält sich die außerordentliche magnetische Widerstandsänderung gleichsinnig mit dem Widerstand. Dieselben Effekte, die eine Widerstandserhöhung verursachen, haben auch eine Zunahme von ΔR_{magE_0} zur Folge. Bei zunehmender Belegung erfolgt die Streuung hauptsächlich

an den punktförmigen Streuzentren; die dadurch bedingte Widerstandsabnahme bestimmt ab einer gewissen Belegung die magnetische Widerstandsänderung. Nimmt man an, daß diese Abnahme geringer ist, als sie aus der zunehmenden Ordnung durch das angelegte Magnetfeld folgt, resultiert daraus eine relative Widerstandszunahme, d. h. eine Abnahme der magnetischen Widerstandsänderung oder ein konstanter Wert, je nach Größe der Effekte.

Die Diskussion für ΔR_{mag_0} ist ähnlich wie für R_{HO} . Hier ist schon bei kleinen Belegungen die Größe des Effekts, der aus der Streuung an den adsorbierten Teilchen resultiert, von der gleichen Größenordnung, wie er sich aus der zusätzlichen Ordnung ergibt. Dies hat für kleine Belegungen einen etwa konstanten Wert für ΔR_{mag_0} zur Folge. Mit zunehmender Belegung wird wieder die Streuung an den punktförmigen Streuzentren dominant. Ist dieser Effekt geringer als der, der auf die Zunahme der Ordnung durch das Magnetfeld zurückzuführen ist, so resultiert eine Abnahme der ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung.

Das von den übrigen Größen abweichende Verhalten der gesamten magnetischen Widerstandsänderung ergibt sich aus der Überlagerung der außerordentlichen und ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung. Da beide im Mittel ein unterschiedliches Vorzeichen haben, kompensieren sie sich zum Teil, oder heben sich in manchen Fällen ganz auf.

Die gefundene Abnahme der Sättigungsmagnetisierung B_S' und B_S'' (im Mittel etwa 12 %) ist, abgesehen von den Oszillationen, in Übereinstimmung mit den Angaben anderer Autoren. Selwood /29/ findet an Nickel-Kieselguhr-Proben bei 4,2 K eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung von etwa 5 %. Bauer /169/ findet mit einer Induktionsmethode eine Abnahme, die im Schichtdickenbereich $3 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$ nahezu unabhängig von der Schichtdicke ist. Seine Ergebnisse an einem Film mit $d = 4,9 \text{ nm}$ sind in Abb. 65 gezeigt.

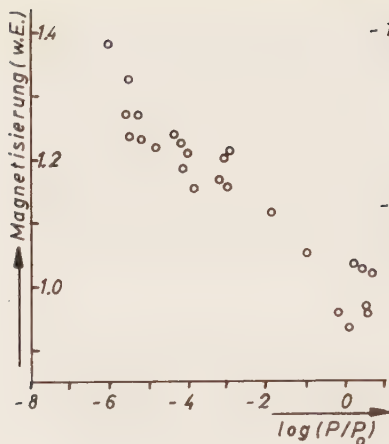


Abb. 65

Abnahme der Sättigungsmagnetisierung nach Bauer /169/.

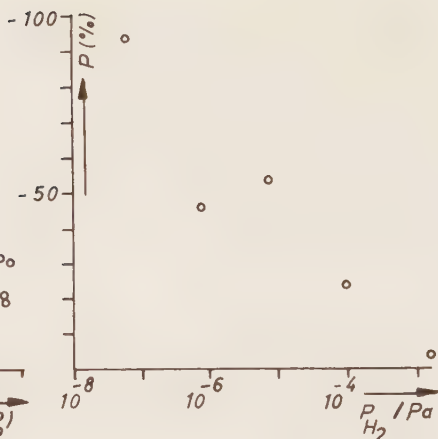


Abb. 66

Elektronenspinpolarisation als Funktion des Wasserstoffpartialdrucks nach Eichner /173/.

In neueren Untersuchungen von Göpel /99, 171/ mit der FMR-Methode (Ferromagnetische Resonanz) wird ebenfalls von einer Abnahme der Sättigungsmagnetisierung berichtet. An einem 1,3 nm dicken Film wurde eine Abnahme von 11 % gefunden. Zu gleichen Ergebnissen kommen auch Landolt /172/ und Eichner /173/, die die ESR-Methode (Elektronenspinresonanz) anwandten. Die Ergebnisse von Eichner /173/ sind in Abb. 66 gezeigt.

Übereinstimmendes Resultat dieser Untersuchungen ist, daß durch die Adsorption eines Wasserstoffatoms der Beitrag eines Nickelatoms zum Magnetismus des Films abgebaut wird. Als Ursache wird unter anderem eine reduzierte Zustandsdichte in der Nähe der Fermi-Energie, wie sie von Ertl /175/ mit UPS beobachtet wurde, diskutiert /175/. Gomer /176/ schlägt eine Erhöhung des Fermi-Niveaus mit zunehmender Wasserstoffbelegung vor. In einem anderen Modell werden Änderungen der

Dichte der metallischen Zustände an der Oberfläche und die Bildung neuer Zustände im Zusammenhang mit dem chemisorbierten Wasserstoff betrachtet /177/.

In den Arbeiten der genannten Autoren wird von keinen Oszillationen berichtet, die der Abnahme der Sättigungsmagnetisierung überlagert sind. Da die Meßpunkte in diesen Untersuchungen bezüglich der Belegung jedoch relativ weit auseinanderliegen, sind Oszillationen nicht auszuschließen. Bei den ersten Messungen zu dieser Arbeit, in denen ebenfalls nur in größeren Belegungsschritten untersucht wurde, hatte man auch den Eindruck eines mehr oder weniger glatten Kurvenverlaufs, außer bei ΔR_{H_0} und ΔR_{mag_0} . Diese beiden Größen zeigten auch schon bei größeren Belegungsschritten zunächst als willkürliche Streuungen interpretierte Schwankungen. Die Oszillationen in den Kurven $R_{HE} = f(\theta)$, $\Delta R_{mag_{E_0}} = f(\theta)$ und $\Delta B_S = f(\theta)$ wurden erst durch entsprechend kleine Belegungsintervalle erkennbar. Diese der jeweiligen Zu- oder Abnahme der Meßgröße überlagerte Oszillation wurde bei allen untersuchten Filmen gefunden.

Als Ursache dieser Oszillationen kommt einerseits die Anwesenheit des Magnetfelds in Frage, andererseits eine Beeinflussung der Anisotropien durch die Belegung.

Wie bei Göpel /115/ gezeigt ist, wird durch die Chemisorption von H_2 an Ni sowohl die Oberflächen- als auch die Spannungsanisotropie erniedrigt. Bennett und Cooper /114/ errechneten eine oszillatorische Abhängigkeit der Oberflächenanisotropie von der Filmdicke für "oligatomare Filme" (einige Atomlagen dick) /178/. Wenn man annimmt, daß nur das Verhalten der obersten Atomlagen der Filme für die Adsorptionseffekte verantwortlich ist und diese "Schichtdicke" durch die Adsorption "verändert" wird, könnte die Oberflächenanisotropie eine mögliche Ursache für das gefundene Verhalten sein. Dem widerspricht jedoch, daß die Oszillationen unabhängig von der Aus-

wertmethode gefunden werden, egal ob die Größen aus der Steigung oder mit den in Abschn. 4.5.2. und Abschn. 4.6.2. beschriebenen Verfahren bestimmt werden. Bei den Untersuchungen der Schichtdickenabhängigkeit hatte sich gezeigt, daß durch die verwendeten Auswertverfahren die Anisotropieeinflüsse weitgehend reduziert werden, sie sollten deshalb auch bei den Untersuchungen der Belegungsabhängigkeit unterdrückt werden.

Eine weitere Ursache für die Oszillationen könnte das anliegende Magnetfeld selbst sein. Zur Untersuchung dieser Frage wurde die magnetische Widerstandsänderung in der folgenden Weise ausgewertet. Für verschiedene Feldstärken unter- und oberhalb der Sättigungsmagnetisierung sowie im Übergangsbereich wurde bei jeweils konstantem B-Feld die Änderung der magnetischen Widerstandsänderung berechnet. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Abb. 67 gezeigt. Aufgetragen ist:

$$\frac{\Delta R_{\text{mag}}(\theta) - \Delta R_{\text{mag}}(\theta = 0)}{(\Delta R_{\text{mag}}(\theta) - \Delta R_{\text{mag}}(\theta = 0))_{\text{max}}} = \frac{\Delta \Delta R_{\text{mag}}}{\Delta \Delta R_{\text{mag}}_{\text{max}}}$$

als Funktion der Belegung. In dieser Darstellung entspricht die Kurve für $B = 0,84 \text{ Vs/m}^2$ in etwa der Auftragung $\Delta R_{\text{magges}} = f(\theta)$ in Abb. 61. Man kann in dieser Abbildung deutlich erkennen, daß je nach Stärke des anliegenden Magnetfeldes der Kurvenverlauf unterschiedlich ist. Je höher das Magnetfeld, umso steiler ist der Anstieg und umso ausgeprägter ist das Maximum. Gemeinsames Merkmal der Kurven ist der oszillatorische Verlauf.

Während sich bei der Widerstandsänderung ohne Gegenwart des Magnetfeldes in Abhängigkeit von der Belegung ein völlig glatter Kurvenverlauf ergibt (Abb. 50), treten bei Anlegen eines Magnetfeldes die in Abb. 67 gezeigten Schwankungen auf.

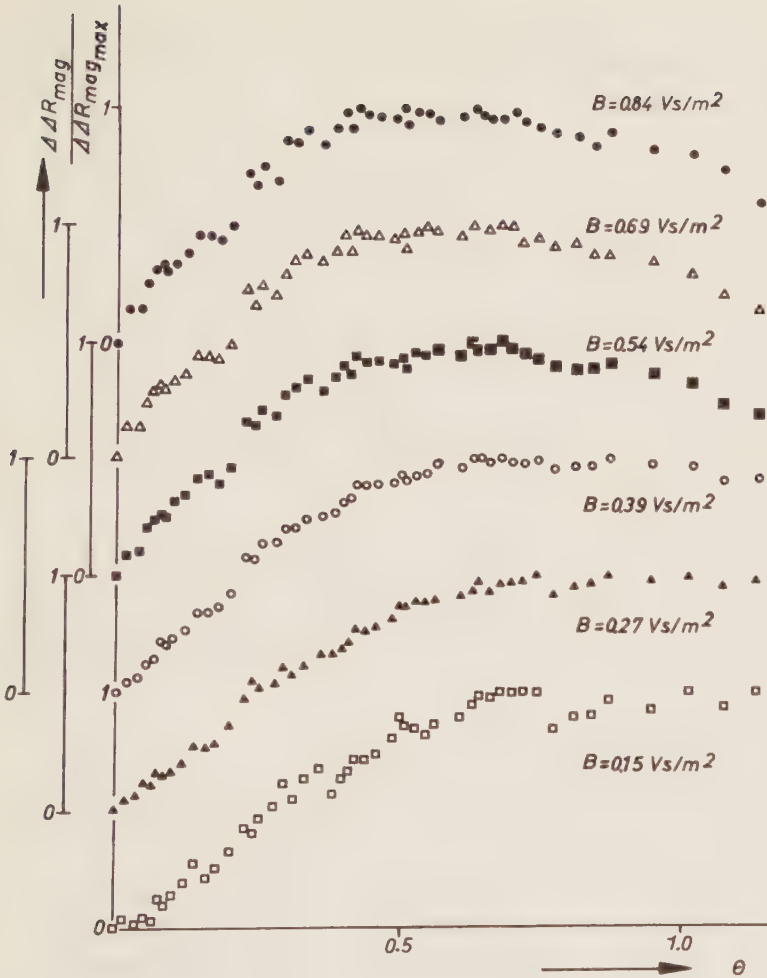


Abb. 67 $\frac{\Delta\Delta R_{\text{mag}}}{\Delta\Delta R_{\text{mag max}}} = f(\theta)$ für jeweils konstantes B-Feld.

Damit scheint bewiesen zu sein, daß die Ursache der Oszillationen in der Anwesenheit des Magnetfeldes begründet ist. Die genauen Ursachen können jedoch zur Zeit noch nicht ge-
deutet werden.

Die Diskussion der Ergebnisse wird zusätzlich dadurch erschwert, daß keine eindeutigen Phasenbeziehungen festgestellt werden konnten, weder zwischen den verschiedenen Meßgrößen, die an einem Film gemessen wurden, noch bei der gleichen Meßgröße an verschiedenen Filmen. Zum Teil sind die untersuchten Größen in Phase, zum Teil tritt eine Phasenverschiebung von etwa 180° auf, siehe Abb. 51 - 64. Die in den Abbildungen eingezeichneten Pfeile symbolisieren jeweils die Lage der Maxima und Minima der zu vergleichenden Größe. Genaue Angaben finden sich in den Abbildungs-
legenden.

Wegen der komplizierten Struktur der Kurven, sowohl von $R_{HD} = f(\theta)$ als auch von $\Delta R_{mago} = f(\theta)$, scheint eine formelmäßige Angabe des Kurvenverlaufs wenig sinnvoll zu sein. Außerdem ist wegen des größeren Meßfehlers gegenüber den außerordentlichen Größen der Kurvenverlauf weniger gut gesichert.

Bei den außerordentlichen Größen und der Sättigungsmagnetisierung hingegen läßt sich der Kurvenverlauf relativ einfach mathematisch darstellen. Dies soll am Beispiel des außerordentlichen Hall-Koeffizienten gezeigt werden.

Abb. 68 gibt zunächst noch einmal den in Abb. 52 gezeigten experimentell ermittelten Kurvenverlauf wieder (ausgezogene Linie). Legt man durch diese Kurve $R_{HE} = f(\theta)$ eine Schwerpunktlinie (gestrichelt), so sieht man deutlich, daß einem glatten Anstieg mit anschließendem Plateauwert eine sinusförmige Schwingung überlagert ist, welche im oberen Teil der Abb. 68 getrennt herausgezeichnet ist.

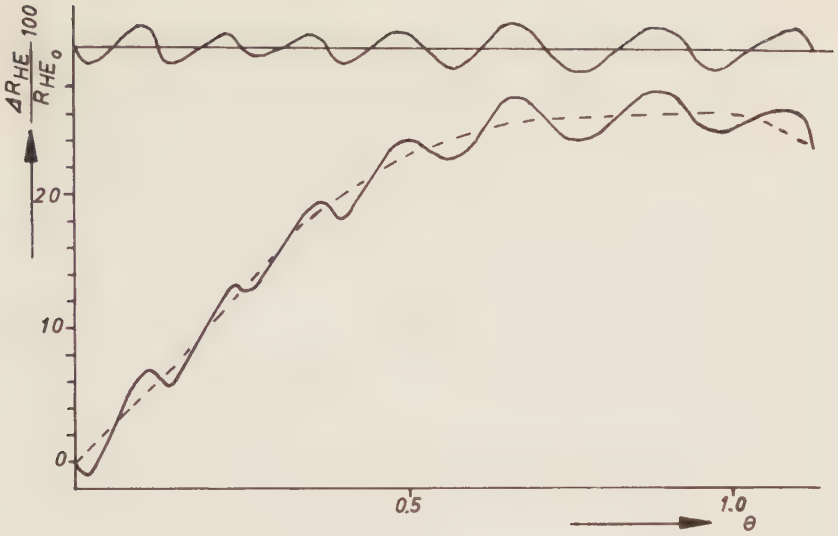


Abb. 68 $R_{HE} = f(\theta)$, Aufspaltung in Schwerpunktklinie und oszillatorischen Anteil (gemessene Kurve).

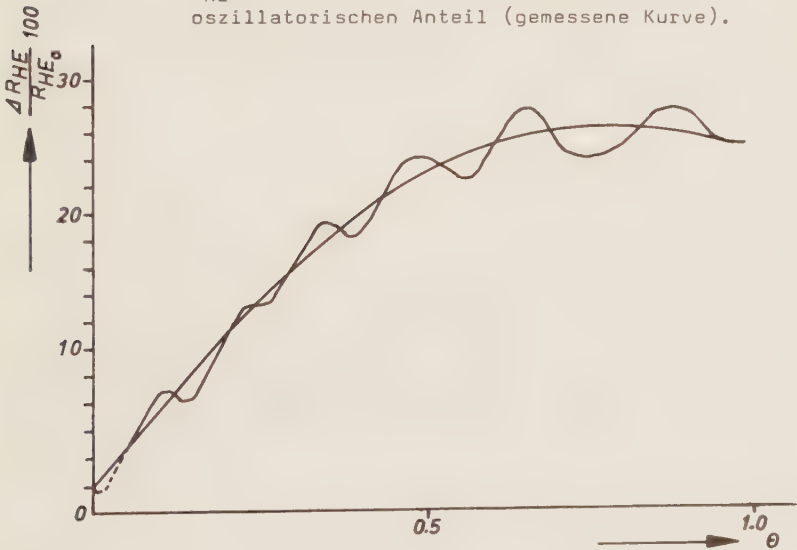


Abb. 69 $R_{HE} = f(\theta)$, berechnet mit den Gleichungen (49) und (50).

Die beiden Überlagerten Kurven wurden getrennt approximiert, wobei die Schwerpunktlinie durch gleichmäßige Polynomapproximation mit Tschebyscheff-Polynomen und die Sinuskurve im Sinne mittlerer Approximation durch eine harmonische Analyse (Fourier) angenähert wurden /55/. Für die in den Abb. 52 und 68 gezeigte Kurve $R_{HE} = f(\theta)$ wurden folgende Gleichungen erhalten:

a) Schwerpunktlinie

$$F(x) = 1,9 x^4 - 0,3 x^3 - \underline{12,3 x^2 + 13,0 x + 22,8} \quad (49)$$

mit $x = (2 \theta_i - 1)$, $\theta_i \in (0,1) \rightarrow x \in (-1,1)$

b) Oszillationsanteil

$$\begin{aligned} O(z) = & 0,4 \cos 2z + 0,3 \cos 3z - 0,35 \cos 4z - \underline{0,91 \cos 5z} \\ & + \underline{0,44 \cos 6z - 0,58 \cos 7z} + 0,16 \cos 8z \\ & + \underline{0,44 \cos 9z} - 0,2 \sin 2z - 0,27 \sin 3z \\ & - 0,2 \sin 4z + \underline{0,65 \sin 5z + 0,22 \sin 6z} \\ & - \underline{0,42 \sin 8z} \end{aligned} \quad (50)$$

mit $z = 2 \pi \theta_i$

Abb. 69 zeigt das Ergebnis dieser Analyse. Die Übereinstimmung mit Abb. 68 ist sehr gut.

Mit den Gleichungen (49) und (50) lassen sich, unter minimaler Abänderung der Faktoren, sämtliche gemessenen Abhängigkeiten $R_{HE} = f(\theta)$ und $\Delta \Delta R_{mag_{Fo}} = f(\theta)$ beschreiben. Nach einer Umkehr der Vorzeichen in Gleichung (49) läßt sich damit auch die Abhängigkeit $\Delta B_S' = f(\theta)$ und $\Delta B_S'' = f(\theta)$ beschreiben.

Wie Gleichung (49) zeigt, wird die Abhängigkeit der außerordentlichen Größen und der Sättigungsmagnetisierung von der Belegung, hauptsächlich durch den quadratischen und linearen Term bestimmt.

Von Schneck /49/ wurde am System Ni/CO ebenfalls eine oszillatorische Abhängigkeit der galvanomagnetischen Eigenschaften und der Sättigungsmagnetisierung von der Belegung gefunden. Während er jedoch für $R_{HO} = f(\theta)$ eine Zunahme und Effekte in der Größenordnung von 200 - 300 % findet, wurde in dieser Arbeit im wesentlichen eine Abnahme von $R_{HO} = f(\theta)$ und nur Effekte der Größenordnung von 20 % gefunden. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß verschiedene Systeme untersucht wurden, die Ergebnisse deshalb nicht direkt miteinander vergleichbar sind.

Beim außerordentlichen Hall-Koeffizienten wird in beiden Arbeiten eine Zunahme in der gleichen Größenordnung gefunden. Schneck jedoch beobachtet bei etwa einer halben Monoschicht ein ausgeprägtes Maximum, während in dieser Arbeit auch R_{HE} oszillatorisches Verhalten zeigt. Da Schneck in größeren Belegungsschritten gemessen hat, ist nicht auszuschließen, daß auch im System Ni/CO R_{HE} in Abhängigkeit von der Belegung oszilliert. Für die Sättigungsmagnetisierung B_S' findet Schneck eine etwas geringere Abnahme, aber ebenfalls Oszillationen. Bei der ordentlichen magnetischen Widerstandsänderung wird in beiden Fällen eine Abnahme, der eine Oszillation überlagert ist, gefunden.

Belegungsabhängige Oszillationen wurden auch von Alshorachi /28/ bei Messungen der Wasserstoffsorption von Palladiumfilmen unter gewissen Voraussetzungen gefunden. Er erhielt Schwankungen, die nicht rein statistisch sind, bei Untersuchungen der Thermokraft als Funktion des H/Pd-Verhältnisses für eine Meßtemperatur von 77 K und Belegungen, die bereits einer Aufnahme des Wasserstoffs ins Volumen zuzuschreiben sind. Eine Deutung konnte auch dort nicht gefunden werden.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Temperungs-, Temperatur-, Schichtdicken- und Belegungsabhängigkeit des spezifischen Widerstandes, des Hall-Effekts und des Magnetowiderstands von im Ultrahochvakuum aufgedampften Nickelfilmen untersucht. Es wurden sowohl die Aufdampf- als auch die Meßbedingungen variiert, sowie verschiedene Träger und elektrische Beschaltungen verwendet. Die Filme wurden aufgedampft bei Temperaturen von 82 K, 300 K und 320 K, gemessen wurde immer bei $T = 288$ K, teilweise unter Vakuum, teilweise an Luft. Die untersuchten Filme hatten Schichtdicken von 7 nm bis 97 nm. Neben den Messungen an einzeln aufgedampften Filmen wurden auch solche an diskontinuierlich hergestellten Mehrfachfilmen durchgeführt.

Bei der Auswertung der galvanomagnetischen Eigenschaften wurde unterschieden zwischen den außerordentlichen und ordentlichen Größen, im Fall des Magnetowiderstandes wurde auch der Gesamteffekt getrennt betrachtet.

Die Untersuchungen des Temperungseinflusses zeigten eine starke Strukturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften sowie der magnetischen Anisotropien. Eine ähnlich ausgeprägte Abhängigkeit wurde auch bei den Untersuchungen des Temperatureinflusses festgestellt.

Zur Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit des Hall-Effekts und der magnetischen Widerstandsänderung wurde ein Auswertverfahren entwickelt, mit Hilfe dessen Anisotropieeinflüsse weitgehend eliminiert werden können. Die zum Teil stark ausgeprägten Asymmetrien der $U_H = f(B)$ -Kurven bezüglich einer Magnetfeldumkehr wurden auf Anisotropieeinflüsse zurückgeführt.

Die Schichtdickenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes wurde mit Hilfe der Weglängentheorie nach Fuchs-Sondheimer,

Mayadas-Shatzkes und der Kristallitgrenzenstreuungstheorie von Wißmann diskutiert. Bei den beiden letztgenannten Theorien entfällt das Problem der negativen p-Werte, wie es bei der Auswertung nach Fuchs-Sondheimer auftritt.

Bei der Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit des Hall-Effekts zeigte sich, daß sowohl für den außerordentlichen als auch für den ordentlichen Hall-Koeffizienten ein Potenzgesetz zwischen R_H und ρ besteht. Für den außerordentlichen Hall-Koeffizienten wird $R_{HE} \sim \rho^2$ von allen Theorien, aufbauend auf Karplus-Luttinger, gefordert. Bei den untersuchten Schichten wurde je nach Meßbedingung $R_{HE} \sim \rho^{1,7}$ bis $R_{HE} \sim \rho^2$ gefunden. Wie beim Hall-Effekt gilt auch für die magnetische Widerstandsänderung, bzw. den Magnetowiderstand bei den untersuchten Filmen zwischen R_{mag} und ρ ein Potenzgesetz.

Die Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit der genannten Größen erfolgte deshalb immer auf zweifache Art, mit einem auf Planck zurückgehenden Ansatz

$$A = A_{\infty} \left(1 + K \frac{1}{d} \right)$$

und mit

$$A^x = A_{\infty}^x \left(1 + K \frac{1}{d} \right).$$

Es zeigte sich, daß mit der zweiten Gleichung bis zu dünneren Schichten ausgewertet werden kann. Der Näherungswert für das kompakte Material, der sich aus obigen Gleichungen ergibt, ist bei allen untersuchten Größen unabhängig von der Wahl der Auswertegleichung. Dies gilt nicht für die Konstante K, deren Bedeutung theoretisch noch nicht abgesichert zu sein scheint. Die Schichtdickenabhängigkeit von R_{HE} , R_{HO} , ΔR_{magEO} , ΔR_{magO} und ΔR_{magges} wird durch die genannten Ansätze im gesamten untersuchten Schichtdickenbereich relativ gut beschrieben.

Der Magnetowiderstand wurde nach zwei Ansätzen diskutiert, die von Wedler und Alshorachi mit Erfolg bei der Auswertung des Widerstandstemperaturkoeffizienten angewendet wurden. Die Verwendungsmöglichkeit beider Gleichungen bis zu Schichten von etwa 10 nm Dicke konnte auch bei der Beschreibung der Schichtdickenabhängigkeit des Magnetowiderstandes bestätigt werden. Mit beiden Gleichungen wird der gleiche Wert für $\rho_{\text{mag}\infty}$ erhalten.

Die Sättigungsmagnetisierung zeigte im gesamten Bereich keine Schichtdickenabhängigkeit, ihr Wert war infolge von Anisotropieeinflüssen kleiner als der des kompakten Materials.

Bei den Untersuchungen der Belegungsabhängigkeit des Widerstandes wurde das in der Literatur berichtete übliche Verhalten gefunden. Die galvanomagnetischen Eigenschaften und die Sättigungsmagnetisierung zeigten in Abhängigkeit von der Belegung ein teilweise deutlich oszillatorisches Verhalten. Die beobachteten Änderungen der untersuchten Größen mit zunehmender Belegung lassen sich mit der Annahme deuten, daß die adsorbierten Wasserstoffatome als punktförmige Streuzentren wirken. Als Ursache für die Oszillationen kommen Änderungen der Oberflächenanisotropie und das angelegte Magnetfeld selbst in Frage. Zum Teil liegen die beobachteten Effekte nur knapp über dem Meßfehler. Da sie jedoch bei allen untersuchten Filmen in gleicher Weise auftraten, scheint das gefundene oszillatorische Verhalten der galvanomagnetischen Größen und der Sättigungsmagnetisierung gesichert zu sein. Neben dem Magnetfeld muß auch die Gasadsorption eine entscheidende Rolle spielen, da bei den Untersuchungen der Schichtdickenabhängigkeit der reinen Filme keinerlei Oszillationen beobachtet wurden. Ein durch die Adsorption bedingter Demetallisierungseffekt als Ursache scheidet deshalb aus. Wegen der gefundenen Belegungs- und Magnetfeldabhängigkeit der Oszillationen, dürfte für ihr Auftreten sowohl ein Abbau der

Anisotropien, speziell der Oberflächenanisotropie, als auch eine Änderung des Streumechanismus verantwortlich sein. Ein von der Bedeckung und dem Magnetfeld abhängiger Elektronenübergang zwischen Gas und Metall als Ursache wäre ebenfalls denkbar.

Literaturverzeichnis

1. P. Wißmann, Springer Tracts in Modern Physics, Bd. 77,
Springer Verlag, Berlin 1975
2. G. Wedler, W. Wiebauer, Thin Solid Films, 28 (1975) 65
3. G. Wedler, H. Schneck, Thin Solid Films, 47 (1977) 147
4. A. Kinbara, K. Ueki, Thin Solid Films, 12 (1972) 63
5. O. A. Panchenko, Ukr. Fis. Zh, 11 (1966) 1140
6. A. S. Darevsky et al., Thin Solid Films, 67 (1980) L 47
7. L. N. Liebermann et al., Phys. Rev. Let. 22 (1969) 539
8. D. Stünkel, Z. f. Physik, 176 (1963) 207
9. U. Gradmann, K. Salewski, Phys. Stat. Sol., 39 (1977) 41
10. R. Jelitto, Z. f. Naturf., 19 a (1964) 1567, 1580
11. U. Gradmann, J. Müller, Phys. Stat. Sol., 27 (1968) 313
12. U. Gradmann, Appl. Phys., 3 (1974) 161
13. W. Felsch, Z. f. Phys., 219 (1969) 280
14. W. Felsch, Z. f. angew. Phys., 29 (1970) 217
15. P. J. Whyman, R. V. Aldridge, J. Phys. F: Metal Phys.,
5 (1975) 2176
16. S. J. Raeburn, R. V. Aldridge, J. Phys. F: Metal Phys.,
8 (1978) 1917
17. W. Hellenthal, Z. f. Naturf., 14 a (1959) 722
18. H. Wenzl, J. M. Welter, Z. f. Metallk., 65 (1964) 205
19. R. S. Sorbello, Phys. cond. Matter, 19 (1975) 303
20. A. F. Mayadas et al., Transactions on Magnetism,
11 (1975) 1039
21. R. M. Hornreich, H. Rubinstein, R. J. Spain,
Transactions on Magnetism, 7 (1971) 29
22. G. Wedler,
Chemisorption: An Exp. Approach, Butterworths, London 1976;
Eine Einf. in die Physisorption und Chemisorption,
Verlag Chemie 1970
23. C. R. Brundle, J. Vac. Sci. Technol., 11 (1974) 212
24. G. Wedler, H. Papp, G. Schroll, Surface Sci.,
44 (1974) 463
25. Chr. Pluntke, Dissertation, Erlangen 1979
26. W. Heinrich Dissertation, Erlangen 1978

27. H. Reichenberger, Dissertation, Erlangen 1970
28. G. Alshorachi, Dissertation, Erlangen 1979
29. P. W. Selwood, Chemisorption and Magnetization, Academic Press, New York 1975
30. W. A. Pliskin, R. P. Eischens, Z. Phys. Chem., 24 (1960) 11
31. G. Ertl, J. Küppers, Low Energy Electrons and Surface Chemistry, Verlag Chemie 1974
32. G. Comsa, Thin Solid Films, 4 (1969) 1
33. G. Wedler, H. Schneck, Surface Science, 58 (1976) 597
34. G. Busch, H. Schade, Vorl. über Festkörperphysik, Birkhäuser Verlag, Basel 1973
35. C. M. Hurd, The Hall Effect in Metals and Alloys, Plenum Press 1972
36. C. Kittel, Einf. in die Festkörperphysik, Oldenbourg-Verlag, München 1969
37. C. Kittel, Quantentheorie der Festkörper, Oldenbourg-Verlag, München 1970
38. Chr. Gerthsen, H. O. Kneser, Physik, Springer-Verlag, Berlin 1969
39. A. W. Smith, R. W. Sears, Phys. Rev., 34 (1929) 1466
40. R. Jaggi et al., in Landoldt-Börnstein, 6. Auflage, Band II/9, 1-176
41. E. M. Pugh, Phys. Rev., 36 (1930) 1503
42. W. A. Reed, E. Fawcett, J. App. Phys., 35 (1964) 754
43. E. J. Kondorskii, Soviet Phys. JETP, 28 (1969) 291
44. G. Thomas, V. A. Marsocci, J. Appl. Phys., 40 (1969) 2462
45. A. B. Pippard, The Dynamics of Conduction Electrons, Blackie and Sons/Ltd, London 1965
46. A. B. Pippard, Repts. Progr. Phys., 23 (1960) 176
47. A. H. Kahn, H. P. R. Frederikse, Solid Stat. Phys., 9 (1959) 257
48. A. Sommerfeld, H. Bethe, Elektronentheorie der Metalle, Springer-Verlag, Berlin 1967
49. H. Schneck, Dissertation, Erlangen 1976
50. A. Roth, Vacuum Technology, North Holland, Amsterdam 1976

51. J. Fries, H. Getrost, Organische Reagenzien für die Spurenanalyse (E. Merck, Darmstadt 1975)
52. K. L. Chopra, Thin Film Phenomena, Mc Graw Hill, New York 1969
53. Becker/Sauter, Theorie der Elektrizität Bd. 1, Teubner Verlag, Stuttgart 1973
54. Bronstein-Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harry Deutsch, Frankfurt 1970
55. R. Zurmühl, Prakt. Mathematik, Springer Verlag, Berlin 1965
56. F. Kohlrausch, Prakt. Physik Bd. 2, Teubner Verlag, Stuttgart 1962
57. H. Zijlstra, Exp. Methods in Magnetism, Selected Topics in Solid State Phys. Vol IX, Edit. E. P. Wohlfarth
58. J. Le Bas, Thin Solid Films, 10 (1972) 437
59. J. P. Jan, Solid State Physics, Vol. 5 (1957) 19 ed. F. Seitz, D. Turnbull, New York
60. G. Wedler, H. Fouad, Z. physik. Chemie, 40 (1964) 12
61. Ch. Wölfling, Dissertation, Hannover 1967
62. G. Wedler, H. Reichenberger, H. Wenzel, Z. f. Naturf., 26 a (1971) 1452
63. J. Le Bas, C. R. Acad. Sc. Paris, 268 (1969) 262
64. K. Eyrich, Zulassungsarbeit, Erlangen 1973
65. U. Richter, Dissertation, Hannover 1964
66. Handbook of Chemistry and Physics, CRC-Press, 58. Ausg. 1977/78
67. J. Thomson, Proc. Camb.Phil. Soc., 11 (1901) 120
68. K. Fuchs, Proc. Camb. Phil. Soc., 34 (1938) 100
69. E. H. Sondheim, Advances in Physics, 1 (1952) 1
70. M. S. P. Lucas, J. Appl. Phys., 36 (1965) 1632
71. J. S. Blakemore, Solid State Physics, Saunders Company 1974
72. D. Dayal, P. Wißmann, Thin Solid Films, 44 (1977) 185
73. V. A. Marsocci, S. S. Shue, J. Appl. Phys., 42 (1971) 5047
74. J. Feder, P. Rudolf, P. Wißmann, Thin Solid Films, 36 (1976) 183
75. G. Wedler, L. R. Chander, Thin Solid Films, 1980

76. G. Wedler, P. Wißmann, Z. f. Naturf., 23 a (1968) 1544
77. R. Suhrmann, R. Gerdes, G. Wedler, Z. f. Naturf.,
18 a (1963) 1208
78. A. F. Mayadas, M. Shatzkes, Phys. Rev., B 1 (1970) 1382
79. A. F. Mayadas, M. Shatzkes, J. F. Janak, Appl. Phys.
Let., 14 (1969) 345
80. P. Wißmann, Thin Solid Films, 5 (1970) 329
81. P. Wißmann, Habilitationsschrift, Erlangen 1972
82. R. V. Aldridge, Thin Solid Films, 60 (1979) 321
83. G. J. van Gorp, J. Phys. Chem. Solids, 38 (1977) 627
84. N. V. Volkenshtein, G. V. Fedorov, Engl. Transl. Sov.
Phys. JETP, 11 (1960) 48
85. A. V. Cheremushkina, R. P. Vasileva, Engl. Transl.
Sov. Phys. Solid State, 8 (1966) 659
86. R. Huguenin, D. Rivier, Helv. Physics, 38 (1965) 900
87. S. V. Dutta Roy, A. V. Subrahmanyam, Phys. Rev., 177
(1969) 1133
88. J. M. Lavine, Phys. Rev., 123 (1961) 1273
89. C. Vautier, Le Journ. de Phys., 29 (1968) 807
90. C. Vautier, A. Colombani, C. R. Acad. Sc. Paris,
262 (1966) 1725
91. C. Vautier, A. Colombani, C. R. Acad. Sc. Paris,
263 (1966) 997
92. J. Le Bas, Thin Solid Films, 30 (1975) 433
93. J. Le Bas, Thin Solid Films, 10 (1972) 429
94. H. Schneck, G. Wedler, Thin Solid Films, 47 (1977) 137
95. E. Feldtkeller, Z. f. angew. Phys., 17 (1964) 121
96. U. Gradmann, Annalen d. Physik, 17 (1966) 91
97. S. Bagdonat, W. Göpel, Z. physik. Chemie, 87 (1973) 23
98. S. Bagdonat, W. Göpel, R. Haul, Z. physik. Chemie,
87 (1973) 11
99. J. K. Blum, W. Göpel, J. of Magn. and Magn. Mat.,
6 (1977) 186
100. H. Mayer, Physik dünner Schichten Teil II, Wissen-
schaftl. Verlagsgesellsch., Stuttgart 1955
101. G. Wedler, P. Wißmann, Z. f. Naturf., 23 a (1968) 1537
102. E. Kneller, Ferromagnetismus, Springer-Verlag,
Berlin 1962

103. R. J. Joseph, E. Schlömann, J. of Appl. Phys.,
36 (1965) 1579
104. M. Prutton, Thin Ferromagnetic Films, Butterworths 1964
105. Z. Málek et al., Ann. Phys., 5 (1960) 211
106. W. Andrä et al., J. Appl. Phys., 31 (1960) 442
107. W. T. Siegle, W. R. Beam, J. Appl. Phys., 36 (1965) 1721
108. E. W. Pugh et al., J. Appl. Phys., 31 (1960) 293
109. M. S. Cohen et al., J. Appl. Phys., 31 (1960) 291
110. D. O. Smith, J. Appl. Phys., 32 (1961) 708
111. T. T. Chen, V. A. Marsocci, J. Appl. Phys.,
43 (1972) 1554
112. R. R. Birss, G. J. Keeler, J. Phys. F., Metal Phys.,
7 (1977) 1683
113. U. Gradmann, Appl. Phys., 3 (1974) 161
114. A. J. Bennett, D. R. Cooper, Phys. Rev. B, 3 (1971) 1642
115. W. Göpel, Ber. Bunsen-Ges., 1978
116. C. A. Neugebauer, Z. angew. Physik, 14 (1962) 182
117. L. Néel, Compt. rend, 237 (1953) 1468,
J. Phys. Radium, 15 (1954) 225
118. Diep-The-Hung, J.C.S. Lévy, Surface Science,
80 (1979) 512
119. J. A. Davis, J. Appl. Phys., 36 (1965) 3520
120. A. A. Andreev, P. W. Selwood, J. Catalyses,
11 (1968) 261
121. B. Cabrera, J. Torraja, An. Soc. Ensp. Frs. Quim II
(443) (1913) 525
122. G. Wedler, P. Wißmann, Thin Solid Films, 2 (1968) 391
123. J. C. Lecordier, Thin Solid Films, 31 (1976) 359
124. W. Hellenthal, Z. f. Physik, 151 (1958) 421
125. G. Borelius, Ann. Phys., 8 (1931) 262
126. E. Fuchs, Z. f. angew. Physik, 14 (1962) 203
127. W. Schüpel, V. Kambersky, Phys. State Sol.,
2 (1962) 345
128. H. W. Fuller, M. E. Hale, J. Appl. Phys., 31 (1960) 238
129. H. Hofmann, Thin Solid Films, 58 (1979) 223
130. E. Feldtkeller, Phys. Let., 7 (1963) 9
131. S. Methfessel et al., J. Appl. Phys., 32 (1961) 1959

132. A.Colombani, G. Goureaux, Struct. and Prop. of Thin Films, Wiley, New York 1959
133. C. Vautier, Le Journ. de. Phys., 27 (1966) 531
134. A. K. Dua, R. P. Agarwala, Thin Solid Films, 8 (1971) 307
135. R. Karplus, J. M. Luttinger, Phys. Rev., 95 (1954) 1154
136. J. Smit, Physica, 21 (1955) 877
137. J. M. Luttinger, Phys. Rev., 112 (1958) 739
138. C. Strachan, A. M. Murray, Proc. Phys. Soc. (London), 73 (1959) 433
139. Yu P. Irkhin, V. G. Shavrov, Soviet Phys.-JETP (Engl. trans.) 15 (1962) 854
140. L. Berger, Phys. Rev. B, 2 (1970) 4559
141. L. E. Gurevich, I. N. Yassievich, Soviet Phys.-Solid State (Engl. transl.) 4 (1963) 2091
142. J. P. Jan, Helv. Phys., 25 (1952) 677
143. R. Coren, H. J. Juretschke, J. Appl. Phys., 28 (1957) 806
144. Ritu Suri, A. P. Thakoor, K. L. Chopra, J. Appl. Phys., 46 (1975) 2574
145. C. R. Tellier, M. Rabel, A. J. Tosser, J. Phys. F: Metal Phys., 8 (1978) 2357
146. G. Wedler, M. Fouad, Z. physik. Chemie, 40 (1963) 1
147. W. Planck, Phys. Zeitschr., 15 (1914) 563
148. E. C. Crittenden, R. W. Hoffmann, Rev. Mod. Phys., 25 (1953) 310
149. M. H. Seavey, P. E. Tannenwald, Appl. Phys., 29 (1958) 292
150. C. A. Neugebauer, J. Appl. Phys., 31 (1960) 1525
151. P. P. Craig, W. A. Steyert, Phys. Rev. Let., 13 (1964) 802
152. V. Jayaraman, S. K. Dutta Roy, Indian J. Phys., 51 A (1977) 421
153. F. Bloch, Z. f. Physik, 61 (1930) 206
154. W. Heisenberg, Z. f. Physik, 49 (1928) 619
155. H. J. Klein, R. S. Smith, Phys. Rev., 81 (1950) 378
156. S. J. Glass, H. J. Klein, Phys. Rev., 109 (1957) 288
157. W. Döring, Z. f. Naturf., 16 a (1961) 1146

158. R. Abbel, Z. f. Naturf. 18 a (1963) 371
159. L. Valenta, Phys. State Sol., 2 (1962) 112
160. A. Corciovei, Czech. J. Phys., 10 (1960) 568 und 917
161. G. Wedler, G. Alshorachi, Thin Solid Films,
(1980) im Druck
162. Asha Lal, V. P. Duggal, Thin Solid Films, 14 (1973) 373
163. H. Reichenberger, G. Wedler, Ber. Bunsen-Ges.,
Physik. Chemie, 75 (1971) 1033
164. R. Suhrmann, Ber. Bunsen-Ges., Physik. Chemie,
60 (1956) 804
165. W. M. H. Sachtler, G. J. H. Dorgelo, Z. Phys. Chem. N. F.,
25 (1960) 69
166. J. Friedel, Nuevo Cimento, 7 (1958) 287
167. K. Böning, Physik kond. Mat., 11 (1970) 177
168. G. Wedler, H. Papp, G. Schroll, J. of Catalysis,
38 (1975) 153
169. H. J. Bauer et al., Surface Science, 30 (1972) 701
170. Z. Bastl, Proc. 6 th Czechoslovak Confer. on Electronics
and Vacuum Phys., Vol. 3 (1976) 117, (Edit. H. Veselý,
J. Breza, R. Harmann)
171. J. K. Blum, W. Göpel, J. of Magn. and Magn. Mat., 1977
172. M. Landolt, M. Campagna, Phys. Rev. Let., 39 (1977) 568
173. S. Eichner, C. Rau, R. Sizmann, J. of Magn. and Magn.
Mat. 6 (1977) 208
174. H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, E. E. Latta, Surface
Sci., 57 (1976) 475, 58 (1976) 578
175. W. Göpel, private Mitteilung
176. S. K. Lyo, R. Gomer, Topics in Appl. Physics, Vol. 4,
R. Gomer, ed. (Springer-Verlag, Berlin 1975)
177. D. H. Newns, Physik. B., 12 (1976) 611
178. U. Gradmann, J. of Magn. and Magn. Mat., 6 (1977) 173

Lebenslauf

	Draxler Waldemar
19.08.48	geboren in Kastl/Landkreis Amberg
1954 - 1959	Volksschule in Kastl
1959 - 1968	Gregor-Mendel-Gymnasium in Amberg
Juli 1968	Reifeprüfung
01.10.68 - 31.03.70	Wehrdienst
Mai 1970	Immatrikulation an der Universität Erlangen-Nürnberg für die Fächer Physik und Mathematik
31.01.73	Diplom-Vorprüfung für Physiker
15.11.74	Diplom-Hauptprüfung Teil I
Januar 1975 - November 1976	Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik der Universität Erlangen-Nürnberg unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. A. Hofmann
12.09.75	Eheschließung
12.11.76	Diplom-Hauptprüfung
Januar 1977	Beginn der Arbeiten zu der vor- liegenden Dissertation am Institut für Physikalische und Theoretische Chemie der Universität Erlangen- Nürnberg unter Leitung von Herrn Prof. Dr. G. Wedler
Juli 1980	Promotion

